PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1907. 8. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 4 am 4. Februar 1907.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa: No. 30: A. Battelli, A. Occhialini u. S. Chella, Untersuchungen über Radioaktivität. S. 65.

E. Madelung, Die Durchschlagsfestigkeit hoher Vakua. S. 68.

E. Madelung, Neue Verwendungsarten der Braunschen Röhre zur Untersuchung der magnetischen und dielektrischen Hysteresis. S. 72.

W. Kaufmann, Zur Theorie des Kondensators. S. 75.

J. Stark, Zur Diskussion über den Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen. S. 79.

J. Stark, Über Absorption und Fluoreszenz im Bandenspektrum und über ultraviolette Fluoreszenz des Benzols. S. 81.

W. W. Coblentz, Über selektive Reflektion und anomale Dispersion. S. 85.

F. Drepper, Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation. S. 86.

E. Bose, Zur Thermodynamik des Entstehens inhomogener Gemische. S. 87.

C. Fredenhagen, Die Temperaturstrahlung des Joddampfes. S. 89.

J. H. Jeans, Bemerkungen zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes. S. 91.

K. Marbe, Erzeugung schwingender Flammen mittels Luftübertragung. S. 92.

P. Perrotti, Selbsttätiger Unterbrecher. S. 93.

Besprechungen:

J. R. v. Geitler, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. S. 94.

Jahrbuch der Chemie. XV. S. 94.

R. Klimpert, Lehrbuch der Akustik. II. S. 94.

H. Witte, Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen. S. 94.

F. Streintz, Das Akkumulatorproblem. S. 94.

E Grimsehl, Ausgewählte physikalische Schülerübungen. S. 94.

W. Müller-Erzbach, Physikalische Aufgaben für die oberen Klassen höherer Lehranstalten und für den Selbstunterricht. S. 95.

G. W. Berndt und C. Boldt, Physikalisches Praktikum. II. S. 95.

H. Schmidt, Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit. S. 95.

E. König, Die Farbenphotographie. S. 95.

S. Gottlieb, Praktische Anleitung zur Ausübung der Heliogravüre. S. 95.

M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. S. 95.

Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik. XIX. XX. S. 96.

Personalien. S. 96.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität, Pisa. (Direktor A. Battelli.)

No. 30[1]: **A. Battelli, A. Occhialini und S. Chella, Untersuchungen über Radioaktivität.**

1. Vor einigen Jahren haben wir eine Reihe von Untersuchungen über die Radioaktivität der Wässer und Gase aus verschiedenen Orten in Toscana angestellt. Seit einiger Zeit haben wir nun unser Augenmerk besonders auf die Untersuchung der den Quellen von S. Giuliano entströmenden Gase gerichtet, der außerordentlich starken radioaktiven Wirksamkeit wegen, welche diese Wässer zeigten.

Die chemische Analyse ergab für das in einem Liter Wasser gelöst enthaltene Gas:

Kohlensäure . . .	84,65 cm³
Sauerstoff	3,12 „
Stickstoff	12,22 „

2. Unsere Radioaktivitätsmessungen wurden nach der bekannten elektroskopischen Methode von Elster und Geitel ausgeführt. Unser Apparat hatte eine Kapazität von 25 elektrostatischen Einheiten.

Wir maßen die Zerstreuung des Wassers in der Weise, daß wir $^1/_2$ Liter Wasser in den Apparat einführten. Wir fanden im Mittel 55 Volt in der Stunde.

Brachten wir dann 10 Liter Gas unter den Rezipienten des Elektroskops, so erhielten wir im Mittel eine Zerstreuung von 12 000 Volt in der Stunde.

Bedenkt man, daß gemäß der oben mitgeteilten Analyse in dem zuerst untersuchten halben Liter Wasser etwa 50 cm³ Gas enthalten sind, und daß diese, wenn sie allein in den Apparat eingeführt worden wären, eine Zerstreuung von 60 Volt in der Stunde ergeben haben würden, so findet man, daß die Radioaktivität des Wassers ganz und gar auf Rechnung des darin gelöst enthaltenen Gases zu setzen ist.

3. Um das Gesetz für die Abnahme der Aktivität des Gases zu untersuchen, verfuhren wir folgendermaßen: Wir sammelten zunächst in einem Gasometer eine bestimmte Menge Gas, und maßen Tag für Tag seine Zerstreuung in der Weise, daß wir immer eine bestimmte Menge (ungefähr 1000 cm³) unter die Glocke des Elektroskops brachten. Die Zerstreuung nimmt mit der Zeit entsprechend einem Gesetze ab, das sich recht gut durch die Exponentialformel

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\lambda t}$$

darstellen läßt.

Trägt man nämlich als Abszissen die Zeiten und als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität (Zerstreuung in Volt per Stunde) ab, so erhält man die in Fig. 1 gezeichnete Kurve, die vom dritten Tage ab einen merklich geradlinigen Verlauf annimmt.

Läßt man den Anfang der Kurve unberücksichtigt und betrachtet nur die Werte, die dem Teile angehören, der gemäß der Ex-

1) Nr. 29: diese Zeitschr. **8**, 39, 1907.

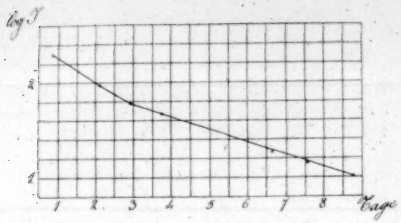


Fig. 1.

ponentialfunktion verläuft, so findet man, daß die Radioaktivität der in dem Gase von S. Giuliano enthaltenen radioaktiven Emanation in 6 Tagen auf die Hälfte abfällt, während die Radioaktivität des Radiums in 4 Tagen auf die Hälfte sinkt. Mit anderen Worten: der Wert für die Zeitkonstante $\frac{1}{\lambda}$, wie er sich aus obiger Formel herleitet, ergibt sich zu 8 Tagen 15 Stunden, während der Wert für die Zeitkonstante des Radiums 5 Tage 13 Stunden beträgt.

Die mitgeteilte Radioaktivität wurde auf verschiedene Weise gemessen. Wir begannen damit, daß wir das Gas etwa eine halbe Stunde lang unter einer Metallglocke beließen, darauf die Glocke selbst ausgiebig lüfteten und dann die an ihr zurückbleibende Radioaktivität maßen. Oder wir ließen den metallischen Zerstreuungskörper des Elektroskops eine Zeitlang über einer Wanne hängen, die oben die Gasflasche trug. Oder wir aktivierten auch Metallstücke dadurch, daß wir sie unter einer mit Gas aus den Flaschen gefüllten Glocke auf hohem negativen Potential erhielten.

Wir versuchten ferner, ein Stück Kohle zu aktivieren, das wir als Kathode in einem Wasserbade benutzten, welches wir elektrolysierten. Die Aktivität, welche das Kohlestück annahm, war in diesem Falle aber immer zu klein, als daß eine Messung der Zeitkonstanten möglich gewesen wäre.

In allen übrigen Fällen gelangen indessen die Messungen gut und ergaben stets übereinstimmende Werte. Die mitgeteilte Radioaktivität nimmt ebenfalls nach einiger Zeit gemäß dem Exponentialgesetze ab und sinkt in 37 Minuten auf die Hälfte, wie aus Fig. 2 ersichtlich wird. Diese Figur bezieht sich auf eine derartige Bestimmung. Die mitgeteilte Aktivität des Radiums hingegen fällt in 28 Minuten auf die Hälfte ab.

Man kann also sagen, daß die aus der Exponentialformel

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\lambda t}$$

abgeleitete Zeitkonstante $\frac{1}{\lambda}$ für die mitgeteilte

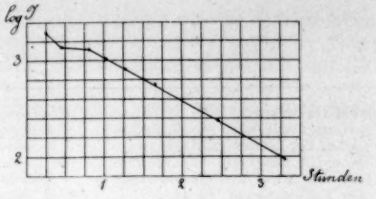


Fig. 2.

Radioaktivität aus den Gasen von S. Giuliano 54 Minuten beträgt, während sie bei der von Radium mitgeteilten 41 Minuten beträgt.

4. Da die Radioaktivität der Wässer von S. Giuliano ein solch eigenartiges Verhalten zeigte, schritten wir zur Untersuchung der radioaktiven Emanation, um zu sehen, ob sie Eigenschaften zeigte, die ihre Identifizierung ermöglichen konnten.

Um die Gase aus den Wässern zu gewinnen, versuchten wir es zuerst mit der Erwärmung: Wir brachten das Wasser aus der Quelle in einen Kessel und erhitzten es fast bis zum Sieden. Die entströmenden Gase sammelten wir in einem Gasometer von ungefähr einem Kubikmeter Raumgehalt, nachdem wir sie zuvor mittels Durchleitens durch eine Kühlschlange von dem Wasserdampf befreit hatten. Das zurückbleibende Gas war ein Gemisch aus Kohlensäure und Stickstoff, von welchem erstere nach der weiter oben angeführten Analyse 90 Proz. des gesamten Volumens einnahm.

Da wir die Emanation kondensieren wollten, so brauchten wir ein bedeutendes Volumen Gas. Die Reinigung eines solchen von Kohlensäure mittels des gebräuchlichen Verfahrens, nämlich durch Absorption mit Hilfe von Natronlauge würde beträchtliche Kosten verursacht haben. Wir zogen es deshalb vor, zu dieser Trennung eine physikalische Methode zu verwenden: wir verflüssigten nämlich die Kohlensäure zum weitaus größeren Teile und behielten die Absorption durch Natronlauge nur für den letzten Rest bei. Auf diese Weise erzielten wir, wie weiter unten deutlich werden wird, auch den Vorteil, daß das Gas keinen allzu langen Weg zurückzulegen brauchte, auf dem es, durch Berührung mit einer beträchtlichen Menge Material, die winzigen Spuren verlieren könnte, welche die Emanation bilden.

Wir komprimierten also das Gasgemisch in einem Kupferrezipienten von kleinem Rauminhalt, der auf einer Temperatur von weniger als 20° C gehalten wurde, auf 100 Atmosphären. Bei dieser Temperatur und diesem Druck ist die Kohlensäure flüssig, und ein seitlich angebrachtes Manometer gibt ihren Stand im Rezipienten an. Ein unten an diesem Separator-

gefäße angebrachter Hahn gestattet, die Flüssigkeit abzulassen, sobald eine gewisse Menge davon sich angesammelt hat. Das zurückbleibende Gas ist vorwiegend Stickstoff, und die darin noch enthaltenen Teile von Kohlensäure und Wasserdampf lassen sich leicht dadurch beseitigen, daß man das Gas durch verdünnte Natronlauge und Schwefelsäure perlen läßt.

5. Um ein Kriterium dafür zu haben, ob unsere Emanation sich von dem übrigen Gase trennen läßt, wollten wir ihre Kondensation auf Sidotblende unter geeigneten Bedingungen versuchen. Um andererseits die Emanation auf der Blende zu erkennen, erachteten wir in Anbetracht der hohen Empfindlichkeit dieser Substanz die große Gasmenge, die wir durch das Sieden in Freiheit setzen konnten, nicht für erforderlich. Wir ersetzten daher die oben beschriebene Methode der Darstellung durch eine andere, die darin bestand, daß wir das Gas in eine stark verdünnte Umgebung brachten. Nach einigen Versuchen gelang es uns denn auch, einen Apparat zu konstruieren, der stets vorzüglich gearbeitet hat. In seinen Grundzügen war er folgendermaßen gebaut: Eine Pumpe hob das Wasser aus der Quelle bis zur Höhe von etwa 8 Metern in einen Gasrezipienten R (Fig. 3), in welchem es wegen der dort herrschenden Verdünnung seine Gase abgab. Der genannte Rezipient war an der Mündung mit einer Kupferwulst G versehen. In diese mündete ein Bleirohr s, das mit seinem anderen Ende in das Wasser der Quelle tauchte. Durch die Wulst traten zwei Rohre p und f hindurch, von denen das erstere bis oben in den Glasrezipienten hineinragte und mit der Aspirationspumpe in Verbindung stand, das andere bis zur halben Höhe des Rezipienten reichte und andererseits in einen Zuber tauchte, der in einem Abzugsgraben auf tieferem Niveau als das Quellwasser stand. Auf diese Weise entleerte sich das in den Glasrezipienten R eintretende Wasser immer wieder durch das Rohr p in den Abzugsgraben und erneuerte sich dabei fortwährend.

Das von Kohlensäure und Wasserdampf gereinigte Gas wurde in den in Fig. 4 dargestellten Kondensationsapparat geleitet. Ein Probiergläschen A ist innen mit Sidotblende ausgekleidet und oben mit einem seitlichen Ansatz a versehen. Durch einen gut schließenden Stopfen führt ein Glasrohr b bis fast auf den Boden des Gläschens. Dieser Apparat wird in flüssige Luft getaucht, die in einem Dewarschen Gefäß C enthalten ist. Das Gas tritt durch das Rohr b ein, gelangt bis zum Boden des Probiergläschens und steigt in diesem wieder auf, um dann durch den Ansatz a zu entweichen.

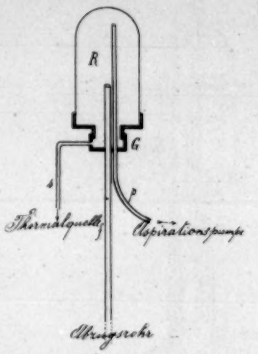


Fig. 3.

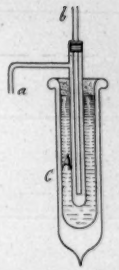


Fig. 4.

Nun kondensiert sich aber die Emanation bei der Temperatur der flüssigen Luft, sammelt sich in dem Probiergläschen an und macht schießlich die Sidotblende stark leuchtend.

Dieses Leuchten trat ungefähr zwei Stunden nach Beginn des Gasdurchganges auf und nahm während der ganzen Zeit, die wir auf diese Kondensationsarbeit verwandten (etwa 60 Stunden hintereinander) beständig zu. Es erreichte schließlich eine sehr merkliche Stärke, so daß es von den entlegensten Stellen eines mächtigen Saales aus vollkommen sichtbar war und eine in der Nähe des Apparates befindliche Uhr abzulesen gestattete.

Ein ähnliches in flüssiger Luft befindliches Rohr behielt seine Leuchtkraft viele Stunden lang unverändert. Die Abnahme der Leuchtkraft des Rohres erfolgte jedoch sehr schnell, sobald man das Rohr auf gewöhnlicher Temperatur ließ. In diesem Falle genügten 20 Minuten, um jegliche Spur eines Leuchtens verschwinden zu lassen.

Sonach stellt sich diese Emanation als ein sehr flüchtiges und sehr stark diffundierendes Gas dar.

6. Die Leichtigkeit, mit der diese Emanation diffundiert, läßt sich auch durch einen anderen Versuch feststellen, auf den wir durch die Untersuchungen von Curie über die Emanation des reinen Radiumbromids geführt wurden.

Wir nahmen ein Glasrohr (Fig. 5) mit zwei Erweiterungen A und B, die durch ein Glasrohr in Verbindung standen. Beide Erweiterungen sind innen mit Sidotblende ausgekleidet; die obere hat einen Ansatz, durch welchen sie mit einem Gasometer verbunden werden kann, die untere ist geschlossen und taucht in die flüssige Luft ein.

Nachdem die Verbindung zwischen dem Apparat und dem Gasometer, der die aus den

Fig. 5.

Wässern gewonnenen Gase enthält, hergestellt ist, sieht man nach etwa einer Stunde ein unbestimmtes Leuchten, welches sich vom oberen Ende der oberen Erweiterung über diese ganze Erweiterung fortpflanzt, in das Verbindungsrohr eindringt und sich nach der unteren Erweiterung wendet.

Nach Verlauf von etwa drei Stunden hat das Leuchten der oberen Erweiterung seinen Höchstwert erreicht; es ist merklich schwächer als das beim vorigen Versuch beobachtete, aber immerhin noch deutlich sichtbar. Indessen ist die Helligkeit in der unteren Erweiterung sehr lebhaft; hier erreicht sie die Intensität, die bereits in dem Kondensationsapparat mit fortwährender Strömung beobachtet wurde.

Offenbar war die Konzentration der gasförmigen Emanation in dem ganzen Rohr erfolgt, obgleich sie vorwiegend in dem Teile des Apparates bewerkstelligt worden war, der mit der flüssigen Luft in Berührung erhalten war.

7. Wir wollten die mit dieser Emanation erhaltenen Wirkungen mit denen vergleichen, welche die Emanation aus der erwähnten Lösung von radiumhaltigem Baryum hervorbringt.

In diesem letzteren Falle zeigte sich das Leuchten mit einer etwas größeren Schnelligkeit als bei Anwendung unserer Emanation. Was aber die Intensität des Lichtes betrifft, so boten die beiden Emanationen für das Auge keinen merklichen Unterschied.

Bei all unseren Versuchen hatten wir Sorge getragen, die Apparate, welche Zinkblende enthielten, einige Stunden lang im Dunkeln zu halten, bevor wir sie mit der Emanation in Berührung brachten, und stets bei sehr schwachem Licht zu arbeiten, damit das Licht von außen der Sidotblende keine Leuchtkraft erteilte, die nicht auf Rechnung der Emanation zu setzen wäre.

Wir glauben indessen, daß diese Vorsicht überflüssig ist, denn wir haben Grund zu der Annahme, daß die Sidotblende, auch wenn sie zuvor im Sonnenlicht gehalten wurde, doch augenblicklich jede Leuchtkraft verliert, sobald sie auf die Temperatur der flüssigen Luft gebracht wird.

8. Auf Grund der vorstehend mitgeteilten Versuche können wir schließen, daß die Radioaktivität der Thermalquellen von S. Giuliano von einem sehr energischen Material herrührt, welches eine Emanation von ähnlichem Charakter besitzt wie die Radiumemanation, die sich indessen von dieser durch ihre Lebensdauer und durch die Lebensdauer der auf Metallstücken induzierten Radioaktivität unterscheidet.

Die folgende Tabelle gibt eine Gegenüberstellung der charakteristischen Größen des Radiums und der Gase von San Giuliano.

		$\frac{1}{\lambda}$
	für die induzierte Radioaktivität	für die Emanation
Radium	41 Minuten	5 Tage 13 Stunden
Gas von S. Giuliano	54 „	8 „ 15 „

Diese Ergebnisse erscheinen uns indessen nicht geeignet, um aus ihnen einen sicheren Schluß auf die Natur des radioaktiven Materials zu ziehen. Die Analyse der Radioaktivität auf Grund der Untersuchung der Gesetzmäßigkeit, gemäß welcher die Aktivität mit der Zeit abfällt, diese Analyse kann zwar brauchbare Angaben liefern, wenn es sich um reine Materialien handelt, nicht aber, wenn es sich um Gemische radioaktiver Körper handelt.

Um zu bündigen Schlüssen zu gelangen, muß man mit diesen Untersuchungen die spektralanalytische Untersuchung der Emanation selbst und die Untersuchung ihrer physikalischen Eigenschaften verbinden. Die bislang ausgeführten Versuche geben uns die Gewißheit, daß einer in diesem Sinne durchgeführten Untersuchung der Erfolg nicht fehlen könnte, wenn sie mit zureichenden Mitteln in Angriff genommen würde.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. Dezember 1906.)

Die Durchschlagsfestigkeit hoher Vakua.

Von E. Madelung.

Die Funkenspannung, d. h. die Spannung, die nötig ist, um eine elektrische Entladung zwischen 2 Elektroden einzuleiten, ist bestimmt

durch den Abstand, die Form und das Material der Elektroden, durch die Art und den Druck des zwischen ihnen befindlichen Mediums, durch die Temperatur und ein etwa vorhandenes magnetisches Feld.

Die Beziehungen, die zwischen den genannten Größen und der Funkenspannung bestehen, sind vielfach untersucht worden, speziell die Abhängigkeit vom Abstand und der Form der Elektroden in Luft von normalem Druck. Im folgenden sollen einige Beobachtungen mitgeteilt werden, die bei kleiner Schlagweite und sehr niedrigem Druck angestellt wurden.

Wir bezeichnen mit V die Funkenspannung, mit d den kürzesten Abstand der Elektrodenflächen voneinander, mit p den Druck des Gases. Es ist von Paschen[1]) ein Gesetz aufgestellt worden, daß dann V eine Funktion des Produktes $(p \cdot d)$ ist, wenn die anderen Bestimmungsgrößen ungeändert bleiben. Die Gültigkeit dieses Gesetzes ist von Carr[2]) auch für relativ kleines p und kleines d bestätigt worden.

J. J. Thomson[3]) entwickelt das Paschensche Gesetz auf theoretischem Wege. Die Kurve, die die Funktion $V = f(p \cdot d)$ darstellt, besteht aus 2 Teilen, einem nach den Nullpunkt zu abfallenden und einem gegen ihn ansteigenden Ast. Thomson zeigt, daß diese beiden Teile, zwischen denen ein Minimum liegt, zwei verschiedenen Entladungsarten angehören. Für den zweiten stellt er die Formel auf:

$$V = \frac{a}{E^{b \cdot d \cdot p} - 1},$$

wo a und b näher definierte Konstanten sind. Man erkennt, daß für sehr kleines $d \cdot p$ die Formel die Form annimmt:

$$V = \frac{a}{b} \cdot \frac{1}{p \cdot d}$$

d. h. V schließlich umgekehrt proportional $p \cdot d$ wird.

Die Beobachtungen von Carr[4]) gestatten den Wert von $\frac{a}{b}$ angenähert zu bestimmen. Die von Thomson mitgeteilten Werte reichen bis zu $p \cdot d = 1$, wo p in mm Hg und d in mm gemessen ist. Die hierbei in Luft beobachtete Spannung V betrug etwa 2000 Volt. Die Kurve nähert sich hier schon sehr der verlangten Hyperbel. Man hatte hiernach bei einem Abstand von 1 mm und einem Gasdruck von 0,01 mm Hg eine zum Entstehen der Entladung nötige Spannung von ca. 200 000 Volt zu erwarten.

Gelegentliche Beobachtungen von mir zeigten aber, daß dieser hohe Wert der Spannung nicht im entferntesten erreicht wird. Dies veranlaßte mich zu den folgenden Versuchen.

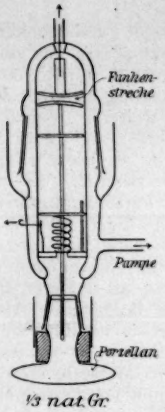


Fig. 1.

In einem Glasgefäß (Fig. 1), das mit einer Quecksilberluftpumpe und einem Mac-Leod-Manometer in Verbindung stand, waren zwei Elektroden so angeordnet, daß ihr Abstand verändert werden konnte. Dies wurde durch eine Schraube erreicht, die mit Hilfe eines mit Quecksilber gedichteten Schliffes von außen gedreht wurde. Die Elektroden konnten ausgewechselt werden. Zu diesem Zwecke war das ganze Gefäß in zwei gleichfalls mit Quecksilberschliff gedichtete Teile zu zerlegen. Die Elektroden waren von Glasrohren umgeben, die bis auf 1 mm einander nahe kamen, um eine Entladung längs der Glaswand zu vermeiden. Die Glasteile des Apparates wurden von C. Kramer in Freiburg i/Br. ausgeführt. Einzelheiten und Abmessungen sind aus der Zeichnung zu ersehen.

Unter Benutzung dieses Apparates wurden zunächst mit kugeligen Elektroden (r = ca. 2 cm) aus Messing Versuche angestellt. Es zeigten sich dann, wenn der Luftdruck erniedrigt wurde, die folgenden Erscheinungen. Sobald bei einer Schlagweite von 0,5 mm das Minimum der (V, pd) Kurve überschritten war, also etwa bei einem Druck von 10 mm Hg, zog sich die Entladung von den mittleren Teilen der Elektroden nach außen, indem sich ein dunkler Raum in der Mitte ausbildete. Diese Erscheinung nahm zu, bis bei einem Druck von ca. 0,07 mm Funken wieder an der Stelle der kürzesten Entfernung übersprangen. Die Extrapolation der Carrschen Beobachtungen hätte hierfür Spannungen von ca. 60 000 Volt verlangt. In Wirklichkeit betrug aber die Spannung nur 9000 Volt. Sie wurde dadurch

1) Paschen, Wied. Ann. **27**, 79, 1889.
2) Carr, Proc. Roy. Soc. **71**, 374, 1903.
3) Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsche Ausg. Leipzig 1906. S. 403.
4) Carr, l. c.

gemessen, daß eine Parallelfunkenstrecke (Kugeln von 5 cm Durchmesser) bis zum Überspringen von Funken verengt wurde, und aus ihrem Abstand die Spannung ermittelt wurde.

Bei den weiteren Versuchen, die eine quantitative Verfolgung dieser Erscheinung bezweckten, wurde als Elektrizitätsquelle eine Influenzmaschine benutzt. Es wurde zunächst die erwähnte Parallelfunkenstrecke eingestellt und bei gleichzeitiger, gleichmäßiger Drehung der Influenzmaschine die Vakuumfunkenstrecke so lange verengt, bis entweder das Auftreten der Entladungen an letzterer direkt beobachtet oder durch das beginnende Aussetzen der Parallelfunkenstrecke erkannt wurde. Für verschiedene Bedingungen erwies sich die eine oder die andere Methode als die praktischere. Die so erhaltenen Resultate gebe ich in Fig. 2 und Fig. 3 wieder. Als Ordinate ist die Weite der Parallelfunkenstrecke, als Abszisse in Fig. 2 die der Vakuumfunkenstrecke, in Fig. 3 der Druck in mm

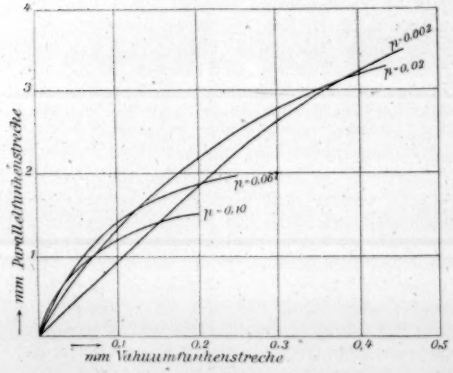


Fig. 2.

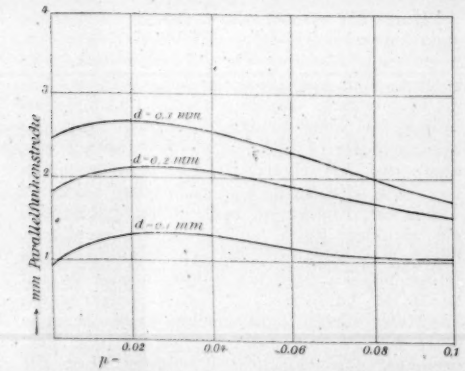


Fig. 3.

Hg eingetragen. Es lassen sich aus diesen Kurven die folgenden Gesetzmäßigkeiten erkennen.

1. Je niedriger der Druck wird, um so mehr nähert sich die Kurve V, d einer Geraden.

2. Wird der Druck erhöht, so steigt bei konstantem d die Spannung V zunächst, erreicht ein Maximum und fällt wieder.

3. Dieses Maximum liegt bei um so höherem Drucke, je kleiner d ist.

Die Tatsache, daß die Beobachtungen sich durchaus nicht an die Thomsonsche Theorie anschließen, führte zu der Ansicht, daß der Mechanismus der Entladung auch ein anderer sein müsse als gewöhnlich. Es lag nahe, an einen direkten Elektronenaustritt aus dem Metall unter dem Einfluß des sehr hohen Spannungsabfalles zu denken. Es wurden deswegen Experimente angestellt, in denen dieser Abfall an einer Elektrode sehr gesteigert wurde, nämlich Bestimmungen der Funkenspannungen zwischen einer Spitze und einer Platte. Die Spitze, ein Kegel von ca. 60° (in einem andern Fall ca. 10°) aus einer Platte ca. 3 mm hervorragend, wurde an Stelle der einen Elektrode gesetzt. Die andere war eine einfache plane Platte. Beide waren aus Messing.

Die Versuche wurden in gleicher Weise wie oben ausgeführt. Es ergab sich das überraschende Resultat, daß die Funkenspannung jetzt viel höher war. Während bisher ca. 10000 Volt eine Strecke von 0,26 mm durchschlugen, trat jetzt eine Entladung erst bei einer Annäherung der Spitze an die Platte bis auf 0,1 mm ein.

Je nachdem der positive oder der negative Pol an der Spitze lag, erhielt man verschiedene Werte. Im ersten Fall ergab sich für 0,1 mm eine Funkenspannung von 14000 Volt, im zweiten Falle eine solche von 10000 Volt.

Auch mit parallelen Platten wurden Versuche angestellt. Die erhaltenen Werte waren noch eine Kleinigkeit niederer als die mit den Kugelflächen erhaltenen. Sie waren aber weniger sicher, weil es schwer war, die Platten genau parallel zu halten. Die elektrostatischen Kräfte machten sich sehr stark bemerkbar.

Die Art der Entladung war meistens eine Funkenentladung. Die Funken waren weiß und sehr hell. Gelegentlich ging die Entladung, ohne daß ein Grund erkennbar war, in eine ruhige, kontinuierliche Entladung über. Diese bestand aus einem kleinen hellen Fleck, der auf der Kathode aufsaß und eine Ausdehnung von Bruchteilen eines mm hatte. Auf den Elektroden war die Spur jedes einzelnen Funken erkennbar, in Gestalt einer kleinen ringförmigen Markierung auf der einen und eines bräunlichen Anfluges auf der anderen Elektrode. Natürlich gilt dieses nur für die planen Elektroden, auf denen der Funke dauernd umher-

sprang und getrennte Funken hinterließ. Bei den anderen, den Kugelflächen und der Spitze traf eine Entladung immer die Stelle der andern, so daß die Spuren der einzelnen nicht mehr zu trennen waren.

Die Vermutung, daß der *Hg*-Dampf, der bei Drucken in der Gegend von 0,001 mm Hg sich wohl bemerkbar machen kann, wesentlichen Einfluß auf die Resultate haben könnte, bestätigte sich nicht. Um dieses zu untersuchen, wurden in einem Glasgefäß (Fig. 4) zwei Platten

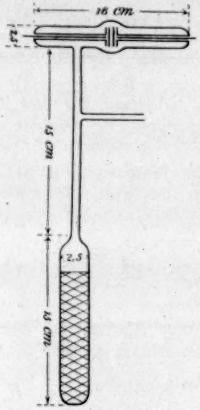


Fig. 4.

einander in einem Abstand von etwa 0,5 mm gegenüber gestellt. Dieselben waren auf ihrer Rückseite mit Glas überfangen. In Verbindung mit diesem Gefäß war ein zweites. Dasselbe war zu $^2/_3$ mit Holzkohle gefüllt. Unter gleichzeitigem Erhitzen der Holzkohlen wurden die Gefäße auf 0,01 mm *Hg* evakuiert, dann von der Luftpumpe abgeschmolzen und die Holzkohle mit flüssiger Luft abgekühlt. Hierdurch wurde der Quecksilberdampf an dem Entladungsgefäß entfernt und auch der Luftdruck noch wesentlich erniedrigt. Trotzdem zeigte sich keine Erhöhung der Funkenspannung. Die Funkenspannung scheint also mit abnehmendem Druck einem Grenzwerte zuzustreben.

Eine Veränderung der Funkenspannung wurde nicht beobachtet, wenn an Stelle des Messings als Elektrodenmaterial Aluminium verwendet wurde.

Die Erklärung dieser Erscheinungen auf theoretischem Wege bietet einige Schwierigkeit. Ich will versuchen sie im Anschluß an die Thomsonsche Theorie verständlich zu machen.[1]) Nach dieser Theorie ist der Vorgang der folgende. Damit eine Entladung stattfindet, muß die Zahl der in jedem Momente neu gebildeten Ionen gleich der Zahl der in derselben Zeit verschwindenden sein. Die Neubildung geschieht hierbei durch den Zusammenstoß der aus der Kathode austretenden Elektronen und der Gasmoleküle (Ionenstoß). Indem dann die positiven Ionen auf die Kathode aufprallen, bewirken sie weiteres Austreten von Elektronen. Die Ionen verschwinden zum Teil durch Molisierung, zum Teil, indem sie, auf die Elektroden auftreffend, von diesen festgehalten werden. Auf Grund dieser Annahme wurden von Thomson die oben mitgeteilten Beziehungen abgeleitet.

Es bleibt vielleicht aber noch die Möglichkeit bestehen, daß die Elektronen beim Aufprallen auf die Anode teilweise reflektiert werden. In diesem Falle würden sie, indem sie bis zum definitiven Eindringen in die Anode den Gasraum wiederholt durchfliegen, Gelegenheit haben, eine viel größere Ionisation zu bewirken als ohne diese Reflexion. Man würde also in diesem Falle eine niedrigere Funkenspannung zu erwarten haben. Diese Erscheinung kann bei einer Entladung zwischen einer Spitze und einer Platte nur in viel unvollkommnerer Weise eintreten als bei zwei Platten in Übereinstimmung mit der Beobachtung. Es erscheint verständlich, daß sehr niedrige Drucke und kurze Abstände nötig sind, um diese Erscheinung zu ermöglichen.

Die Tatsache freilich, daß die Funkenspannung sich nicht änderte, wenn Aluminium als Elektrodenmaterial an Stelle von Messing verwendet wurde, spricht gegen obige Erklärung, da nach den Beobachtungen von Starke[1]) die Reflexion an Messing viel stärker erfolgt, als an Aluminium.

Ob ein spontanes Auftreten von Elektronen allein unter dem Einfluß der Spannung erfolgt, läßt sich nicht entscheiden. Die Tatsache, daß auch bei negativer Ladung der Spitze sehr hohe Entladungsspannungen auftreten, spricht gegen diese Hypothese.

Ich fasse die Ergebnisse meiner Versuche in folgendem kurz zusammen:

Die Funkenspannung scheint im hohen Vakuum einen Grenzwert zu erreichen, der der Schlagweite proportional ist.

Die Durchschlagsfestigkeit des Vakuums steigt hierbei nicht über 40 000 Volt pro mm.

Bei zunehmendem Druck steigt sie zunächst, um dann wieder zu sinken. Die obige Proportionalität bleibt aber hierbei nicht mehr erhalten.

Zwischen Spitze und Platte ist die Funkenspannung bei gleicher Schlagweite wesentlich höher wie zwischen Platten.

1) Thomson, l. c.

1) Starke, Wied. Ann. **68**, 49, 1898, Ann. d. Phys. **3**, 75, 1901.

Das Paschensche Gesetz verliert in dem beobachteten Gebiet seine Gültigkeit.

Es möge mir hier gestattet sein, Herrn Prof. F. Braun für sein freundliches Interesse an der Arbeit und die Überlassung der nötigen Apparate meinen ergebenen Dank auszusprechen.

Straßburg, im Dezember 1906.

(Eingegangen 4. Januar 1907.)

Neue Verwendungsarten der Braunschen Röhre zur Untersuchung der magnetischen und dielektrischen Hysteresis.

Von E. Madelung.

Die Braunsche Kathodenstrahlröhre ist wiederholt verwendet worden, um die Beziehungen zwischen Magnetisierung und Feld, das heißt die Magnetisierungskurven, bei Eisen oder Stahl zu untersuchen oder objektiv zu demonstrieren. In folgendem sollen einige neue Schaltungen beschrieben werden, die ebenfalls dazu dienen können, die Erscheinungen, die bei der Magnetisierung von Eisen auftreten, zu untersuchen, und die in speziellen Fällen Vorteile bieten, ferner Schaltungen die eine Untersuchung von Dielektriken auf Hysteresis ermöglichen.

Die für magnetische Beobachtungen bisher meist verwendete Schaltung ist von Ångström angegeben (Fig. 1). Für manche Fälle ist die

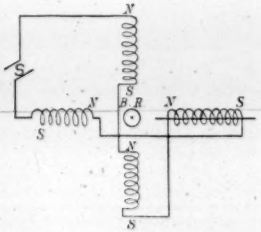


Fig. 1.

von mir[1]) angegebene Umgestaltung derselben vorteilhafter. Die auf dem Fluoreszenzschirm sichtbare Kurve ist die gewünschte Magnetisierungskurve, die $\mathfrak{J}$, $\mathfrak{H}$-Kurve ($\mathfrak{J}$-Intensität der Magnetisierung, $\mathfrak{H}$-Feldstärke), die durch eine Scherung in die $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H}$-Kurve ($\mathfrak{B}$-Induktion) übergeführt werden kann.

Bei der Untersuchung des Verlaufes der Magnetisierung durch das Feld schnell verlaufender Ströme ist es besonders interessant zu wissen, ob die Spitzen der bekannten Hysteresisschleifen eine Abrundung zeigen, d. h. ob eine Phasenverschiebung zwischen Feld und Magnetisierung besteht. Das Auftreten dieser Abrundung ist nun nicht immer leicht zu beobachten, zumal wenn die Dimensionen der Kurve auf dem Fluoreszenzschirm klein sind, oder dieselbe sehr lichtschwach ist. Auch erschwert die Unschärfe des Fluoreszenzfleckes die Beobachtung, wenn sein Durchmesser neben dem Krümmungsradius der Kurve in Betracht kommt.

Betrachten wir aber an Stelle einer $\mathfrak{J}$, $\mathfrak{H}$-Kurve, eine solche, deren Koordinaten $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$ und $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ sind, so sehen wir das Folgende: Im Falle einer scharfen Spitze erreichen $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{H}$ gleichzeitig ihr Maximum, d. h. $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$ und $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ werden gleichzeitig $= 0$. Die Kurve $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$, $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ muß also zweimal durch den Nullpunkt des Systems gehen.

Im Falle einer Abrundung der $\mathfrak{J}$, $\mathfrak{H}$-Kurve aber fallen die Maxima von $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{H}$ nicht mehr zeitlich zusammen. $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$ und $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ werden nicht mehr gleichzeitig $= 0$. Die Kurve $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$, $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ geht also nicht mehr durch den Nullpunkt, sondern zu beiden Seiten an ihm vorbei. Auch unter ungünstigen Verhältnissen ist diese Erscheinung leicht zu beobachten.

Die Schaltung, mit der sich eine Darstellung der gewünschten Kurve erreichen läßt, ist die der Fig. 2. Der Magnetisierungsstrom

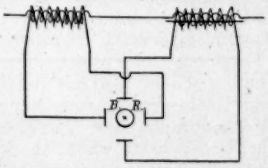


Fig. 2.

(Wechselstrom, Oszillation etc.) durchfließt zwei Spulen, 1 und 2, hintereinander, deren jede eine weitere, aus vielen Windungen bestehende Sekundärwickelung trägt. In einer der beiden Spulen liegt das zu untersuchende Eisen. Von den Enden der beiden Sekundärwickelungen gehen Drähte zu zwei elektrostatischen Ablenkungsplattenpaaren an der Braunschen

1) Ann. d. Phys. 17. 869, 1905.

Röhre, welche in zwei aufeinander senkrechten Richtungen den Kathodenstrahl ablenken. An diesen Plattenpaaren treten dann Ablenkungspotentiale auf proportional den in den Sekundärwickelungen induzierten E. M. K. Diese sind in der einen $= a \cdot \frac{di}{dt}$, in der andern $\mathfrak{b} \cdot \frac{di}{dt} + \mathfrak{b}_1 \cdot \frac{d\mathfrak{H}}{dt}$.

Die Größe der Koeffizienten a, $\mathfrak{b}$ und $\mathfrak{b}_1$ hängt von den Dimensionen der Spulen und des untersuchten Eisenstabes ab. Es ist wohl immer möglich $\mathfrak{b}_1$ hinreichend klein zu machen, so daß schon so die Ablenkungspotentiale proportional $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ und $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$ werden. Dann beschreibt also der Fluoreszenzfleck der Braunschen Röhre die oben gewünschte Kurve. Durch eine Hilfsspule 3 kann schließlich der Faktor $\mathfrak{b}$ vollständig entfernt werden, wenn man, wie Fig. 3 zeigt, verfährt. Eine nähere

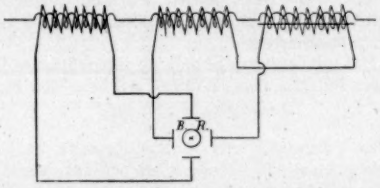


Fig. 3.

Ausführung erscheint überflüssig. Ist die Spule 1 gleich 2, so kann auch die Schaltung Fig. 4 verwendet werden.

Die experimentellen Ergebnisse, die ich mit dieser Methode erhielt, werde ich weiter unten beschreiben.

Auch zur Untersuchung der den magnetischen formell so ähnlichen elektrostatischen Verhältnisse kann die Braunsche Röhre Verwendung finden. Es läßt sich mit ihr analog eine Kurve erzeugen, die die Beziehungen zwischen Feldstärke und dielektrischer Polarisation wiedergibt.

Die dabei zu verwendende Schaltung ist die folgende: 2 Plattenkondensatoren sind, wie

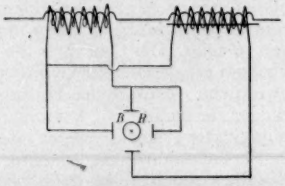


Fig. 4.

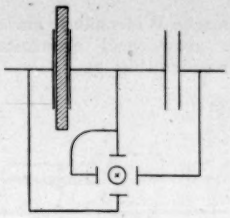


Fig. 5.

Fig. 5 zeigt, hintereinander geschaltet. In dem Zwischenraum zwischen den Platten des einen Kondensators liegt das zu untersuchende Dielektrikum. Läßt man einen Wechselstrom durch dieses System gehen, so werden in jedem Momente die Ladungen der beiden Kondensatoren immer gleich groß sein. Leitet man von den Platten Drähte zu den Ablenkungselektroden der Braunschen Röhre, so hat man an diesen Spannungen, die gleich denen an den Kondensatoren sind. Es seien e_1 und e_2 diese Spannungen, q_1 und q_2 die Ladungen. Dann ist $q_1 = q_2$, ferner $e_2 \sim q_2 \sim q_1$, also e_2 proportional q_1. Der Fluoreszenzfleck beschreibt also eine Kurve, die die Beziehungen zwischen der Spannung und der Ladung von 1 demonstriert. Diese Kurve ist mit der gewünschten identisch.

Eine Kurve entsprechend der $\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$, $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ Kurve erhält man, wenn man die beiden Plattenpaare parallel schaltet und die durch die beiden Zweige fließenden Ströme zur Ablenkung der Kathodenstrahlen benutzt (Fig. 6).

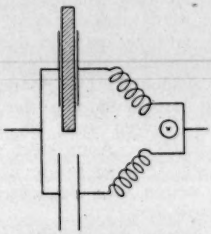


Fig. 6.

Es tritt dann im Zweig 1 ein Strom auf $i_1 = \frac{dq_1}{dt}$, im Zweig 2 ein Strom $i_2 = \frac{dq_2}{dt}$; $e_1 = e_2$; $q_2 \sim e_2$; $\frac{dq_2}{dt} \backsim \frac{de_1}{dt}$. Damit praktisch e_1 immer $= e_2$ wird, dürfen die Selbstinduktionen und Widerstände nur klein sein.

Natürlich kann man auch (und das wird praktisch vorteilhafter sein) in die beiden

Zweige Ohmsche Widerstände einschalten, und über diesen abzweigend elektrostatische Ablenkung anwenden (Fig. 7).

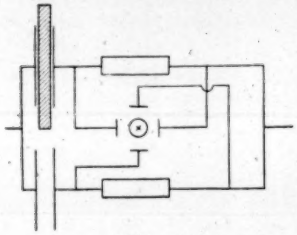


Fig. 7.

Man erkennt leicht, daß die Schaltung von Fig. 5 der von Fig. 1, die von Fig. 6 der von Fig. 2 entspricht.

Bei der praktischen Erprobung der mitgeteilten Methoden bediente ich mich einer Braunschen Röhre nach Wehnelt.[1]) Dieselbe wurde speziell für diese und ähnliche Untersuchungen für das unterzeichnete Institut von der Firma Gundelach, Gehlberg i/Th., angefertigt. Sie enthielt zwei Paare Ablenkungselektroden. Die Platten hatten ca. 3 cm Länge und 2 cm Breite und ca. 1,5 cm gegenseitigen Abstand. Die beiden Paare waren hintereinander angeordnet, sodaß der Kathodenstrahl zuerst das eine, dann das andere Plattenpaar durchlief. Die Röhre blieb während der Beobachtungen mit einer Quecksilberluftpumpe dauernd in Verbindung. Ohne diese war es unmöglich, das Vakuum der Röhre auf der erforderlichen Höhe zu erhalten. Damit die Röhre einen scharfen Fluoreszenzfleck liefert, ist es nämlich nötig, daß der dunkle Kathodenraum, dessen Grenze man an dem bläulichen Kathodenstrahl leicht erkennt, sich bis zu dem Diaphragma ausdehnt. Die Spannung an der Röhre betrug 440 Volt von der städtischen Zentrale. Die Kurven sind bei dieser Röhre nicht sehr lichtstark. Auch stört das von der glühenden Kathode ausgehende Licht. Trotzdem ist sie wegen des bequemen Arbeitens mit ihr zu empfehlen.

Zunächst wurde die Schaltung Fig. 2 erprobt. Das auf dem Schirm auftretende Kurvenbild bestätigte die Erwartungen. Fig. 8 gibt die Beobachtung wieder. Man erkennt, daß die Kurve zu beiden Seiten des Nullpunktes verläuft. Wir haben also eine Phasenverschiebung zwischen Feld und Magnetisierung. Auf Quantitatives gehe ich hier nicht ein, da ich mit diesen Versuchen nur beabsichtigte, die Brauchbarkeit der Methode zu erweisen.

Die Schaltung Fig. 5 lieferte eine mehr

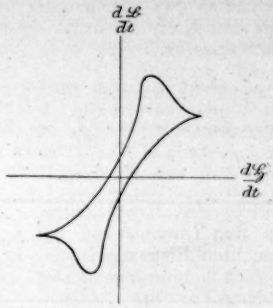


Fig. 8.

oder weniger verbreiterte Linie. Ob man es aber hier mit Hysteresis oder mit Isolationsfehlern zu tun hat, läßt sich so nicht entscheiden. Im ersten Falle würde die Kurve in eine feine Spitze auslaufen, im zweiten Fall die Gestalt einer gestreckten Ellipse zeigen. Welche von den beiden Formen tatsächlich besteht, kann nur die Schaltung Fig. 6 resp. Fig. 7 nachweisen.

Die mit letzterer Schaltung ausgeführten Versuche lieferte eine Kurve, wie sie die Fig. 9

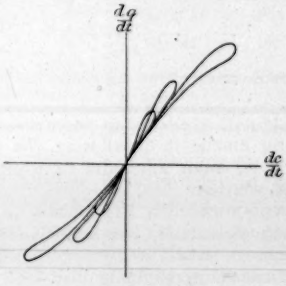


Fig. 9.

wiedergibt. Die eigentümliche Form ist zunächst dadurch verursacht, daß der Betriebsstrom herrührte von einem Hochspannungstransformator, der von einer Hochfrequenz-Wechselstrommaschine gespeist wurde. Der von letzterer erzeugte Strom besitzt starke Oberschwingungen. Diese traten bei der Transformation sehr stark hervor und lieferten an den Sekundärklemmen des Transformators eine Spannung, deren ungefähren Verlauf Fig. 10 zeigt. Der Charakter der bei Glas als Dielektrikum erhaltenen Kurve (Fig. 9) deutet auf eine wirkliche dielektrische Hysteresis hin. Wegen einiger beobachteter Unsymmetrien und Unregelmäßigkeiten, sowie wegen der etwas primitiven Versuchsanordnung möchte ich aber diesem Resultate noch keine definitive Bedeutung beilegen.

1) Diese Zeitschr. 5, 680, 1904.

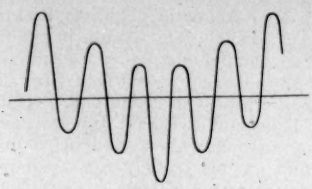


Fig. 10.

Ich möchte an dieser Stelle den Vorschlag machen, die Bezeichnung Hysteresis nur dann für die Abhängigkeit einer Größe y von einer andern x zu gebrauchen, wenn die Bedingung erfüllt ist, daß für $\frac{dx}{dt} = 0$ auch $\frac{dy}{dt} = 0$ wird. Wird zumal bei schneller Variation einer dieser Größen diese Bedingung nicht mehr oder nur noch angenähert erfüllt, so sollte man nur noch von einer dynamischen Hysteresis reden.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, im Juli 1906.

(Eingegangen 4. Januar 1907.)

Zur Theorie des Kondensators.

Von W. Kaufmann.

Den Ausgangspunkt der folgenden Untersuchung bildet die bei der Messung elektrostatischer Ablenkungen von Kathoden- oder Becquerelstrahlen häufig auftretende Aufgabe, für die zwischen den Grenzen x_1 und x_2 in einem parallel y gerichteten Felde verlaufende Strahlenbahn das Integral:

$$\mathfrak{F} = \int_{x_1}^{x_2} E_y \, dx \qquad (1)$$

zu berechnen. Diese für die Winkelablenkung der Strahlen maßgebende Größe werde im folgenden als das Feldintegral bezeichnet.

Wird das Feld durch einen aus zwei parallelen Platten A und B (Fig. 1) bestehenden Kondensator hervorgebracht, so steht $\mathfrak{F}$ in enger Beziehung zu der Kapazität des Kondensators. Ist nämlich die Platte A mit $+E$, die Platte B mit gleichviel $-E$ geladen und denkt man sich den Kondensator durch eine in seiner Mittelebene OO' befindliche zur Erde abgeleitete Platte halbiert, so stellt $\mathfrak{F}$[1]) die Menge von $-E$ dar, die auf einem Streifen dieser Platte von $(x_2 - x_1)$ cm Länge und 1 cm Breite seitens der Platte A influenziert wird. Da die Mittelebene bei entgegengesetzt gleicher Ladung von A und B sich auf dem Potential Null befindet, so genügt es, für die weiter unten folgende Berechnung des Feldverlaufes einen halbierten Kondensator zu betrachten, der aus der Platte A und der zur Erde abgeleiteten Mittelebene OO' besteht.

1) Im Heavesideschen Maßsystem. Im Elektrostatischen ist $\mathfrak{F}/4\pi$ die Elektrizitätsmenge.

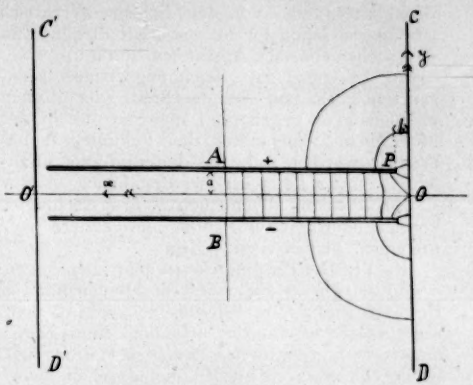


Fig. 1.

Formeln für den Feldverlauf sind meines Wissens bisher nur für den Fall entwickelt worden, daß das Feld nach außen hin unbegrenzt ist. Man findet die Berechnung für diesen Fall bei Maxwell[1]) und bei Kirchhoff.[2])

In Entladungsröhren sind aber die Voraussetzungen der Berechnung, nämlich völlig ungestörter Feldverlauf bis in große Entfernung von den Platten, niemals auch nur annähernd erfüllt; das Feld wird stets entweder durch metallische Schirme oder durch die Glaswände mehr oder weniger modifiziert. Der bei Annäherungsrechnungen vielfach benutzte Ausweg, das Feld so zu berechnen, als sei es bis zum Rande der Platten homogen, außerhalb aber gleich Null, führt unter Umständen zu recht beträchtlichen Fehlern. Geringer, aber wegen der störenden Einflüsse der Umgebung schwer abschätzbar wird der Fehler, wenn man für die ganze Strahlenbahn das Feldintegral nach der Maxwellschen Formel so berechnet, als verliefe das Feld ungestört bis ins Unendliche.

Im folgenden soll nun das Feldintegral für den Fall berechnet werden, daß das Feld beiderseits durch abgeleitete Schirme CD und $C'D'$ begrenzt ist. Die zum Durchlassen der Strahlen nötigen schmalen Spalte oder Löcher bewirken keine wesentliche Änderung des Verlaufs.

Voraussetzungen bei der Berechnung sind folgende:

a) Die Länge der Platten sei groß gegen ihren Abstand 2a und gegen den Abstand b

1) Elekt. u. Magnet. I, § 202.

2) Gesammelte Abhandl. 101; Berl. Ber. 1877; Vorles. üb. Theor. Phys. III, S. 93 u. ff.

des Plattenrandes von dem Schirm. (Praktisch genügt es schon, wenn die Plattenlänge etwa das sechsfache des Abstandes beträgt.)

b) In der zur Zeichnungsebene senkrechten z-Richtung sei die Breite der Platten ebenfalls groß gegen die Länge, so daß in der Mittelebene, längs der das Feldintegral berechnet werden soll, das Potential als unabhängig von z betrachtet werden kann.

Zu diesen allgemeinen Voraussetzungen kommt noch die eine oder die andere von folgenden beiden Speziellen:

Fall I: Die Plattendicke ist sehr klein gegen a und b. Dieser Fall wird im allgemeinen in Entladungsröhren realisierbar sein, wenn man über Abstände von der Ordnung eines Zentimeters verfügt, während man den Platten eine Dicke von etwa einem Millimeter geben kann.

Fall II: Die Plattendicke ist sehr groß gegen a und b. Dieser Fall kommt bei Messungen mit Becquerelstrahlen in Betracht, wo man in den Dimensionen des Apparates beschränkt ist, und die Platten nahe aneinanderrücken muß. Dann kann man durch Benutzung genügend massiver Platten die gemachte Voraussetzung immer erfüllen.

Wir beginnen mit der Berechnung von Fall I (s. Fig. 1):

Wir machen OO' zur x-Achse und OC zur y-Achse eines rechtwinkeligen Koordinatensystems, dann lautet die Laplacesche Gleichung für das Potential φ:

$$\partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 = 0 \qquad (2)$$

dazu kommen die Grenzbedingungen:

$\varphi = 1$ für $y = a$; $\varphi = 0$ für $y = 0$ und für $x = 0$. (3)

Der Gleichung (2) genügt der reelle Teil jeder Funktion:

$$\varphi + \psi i = f(x + yi). \qquad (4)$$

Da nach bekannten Gesetzen der Funktionen komplexer Variabeln die Kurven $\varphi = \text{const}$ und die Kurven $\psi = \text{const}$ einander senkrecht durchschneiden, so stellen die letzteren die Kraftlinien dar; ferner ist:

$$\left.\begin{aligned} \partial\varphi/\partial y &= -E_y = -\partial\psi/\partial x \\ \text{und} \\ \frac{\partial\varphi}{\partial x} &= -E_x = \frac{\partial\psi}{\partial y} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

also

$$\mathfrak{F} = \psi_2 - \psi_1. \qquad (6)$$

Wir führen eine Hilfsvariable t ein[1]) und setzen:

$$\frac{d(x+yi)}{dt} = C\,\frac{k-t}{(1-t)\sqrt{t}}. \qquad (7)$$

Lassen wir t alle möglichen Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ durchlaufen, und geben der Quadratwurzel stets das positive Vorzeichen, so bewegt sich für $t < 0$ der Punkt $x+yi$ parallel der y-Achse in negativer Richtung, für $0 < t < 1$ parallel der x-Achse in positiver, für $1 < t < k$ parallel der x-Achse in negativer Richtung, für $t > k$ endlich parallel der x-Achse in positiver Richtung. Durch geeignete Konstantenwahl im Integral der Gl. 7 kann man also bewirken, daß bei dem Verlauf von t von $-\infty$ bis 0 die y-Achse von $+\infty$ bis 0, ferner für $t = 0$ bis $t = 1$ die x-Achse von 0 bis $+\infty$, dann für $t = 1$ bis $t = k$ die untere Begrenzung der Platte A von $+\infty$ bis zum Rande P, und für $t = k$ bis $t = +\infty$ die obere Begrenzung der Platte von P bis $+\infty$ durchlaufen wird. Das so bestimmte Integral lautet:

$$x + yi = \frac{a}{\pi}\left\{\lg_n \frac{1+\sqrt{t}}{1-\sqrt{t}} + \frac{2\sqrt{t}}{k-1}\right\}. \qquad (8)$$

Der Zusammenhang der Konstanten k mit dem Verhältnis a/b wird sich weiter unten ergeben.

Den Grenzbedingungen für das Potential genügen wir nunmehr, wenn wir t gleich einer derartigen Funktion von $\varphi + \psi i$ setzen, daß für $\varphi = 0$ und $+\infty > \psi > -\infty$, t zwischen $-\infty$ und 1 liegt, für $\varphi = +1$ dagegen dem Verlauf von ψ von $+\infty$ bis $-\infty$ ein Verlauf von t von $+\infty$ bis 1 entspricht.[1])

Dieser Bedingung genügt die Funktion:

$$t = 1 - e^{-i\pi(\varphi+i\psi)} = 1 - e^{\psi\pi - i\varphi\pi}. \qquad (9)$$

Das Gleichung (8) allen Bedingungen genügt, ist leicht zu sehen: Wenn $t < 0$, so ist $\sqrt{t}$ imaginär, und wenn $\sqrt{t} = iu$ setzt:

$$\lg\frac{1+iu}{1-iu} = 2i\,.\,\text{arc tg}\,u, \qquad (10)$$

also die ganze rechte Seite imaginär oder $x = 0$.

Für $0 < t < 1$ ist die rechte Seite reell, also $y = 0$.

Für $t > 1$ wird das Argument des Logarithmus negativ, und da $\lg(-1) = i\pi$, so wird $y = a$.

Aus (7) folgt, daß $dx/dt = 0$, also x ein Minimum ist für $t = k$. Setzt man dies in (8) ein, so erhält man:

$$\pi b/a = \lg\frac{\sqrt{k}+1}{\sqrt{k}-1} + \frac{2\sqrt{k}}{k-1}. \qquad (10)$$

Da diese Gleichung nicht nach k auflösbar ist, so sind in folgender Tabelle einige zusammengehörige Werte von k und a/b berechnet:

$k = \infty$	6,5	1,96	1,69	1,44	1,21	1,10	1,00
$a/b = \infty$	1,79	0,67	0,54	0,40	0,23	0,13	0,00

1) Siehe Kirchhoff, l. c.

1) Durch die Gleichungen (8) und (9), aus denen man ja t eliminieren kann, wird ein unendlich langer Streifen eine φ-ψ-Ebene, der zwischen den Grenzen $\varphi = 0$ und $\varphi = 1$ liegt konform auf die x-y-Ebene abgebildet, so daß die gerade Grenzlinie $\varphi = 0$ die rechtwinklig geknickte Grenze $O'-O-C$ entspricht und die Grenzlinie $\varphi = 1$ der inneren und äußeren Begrenzung der Platte A.

Der Wert $k = 6{,}5$ und $a/b = 1{,}79$ hat eine spezielle Bedeutung, von der weiter unten die Rede.

Dem Punkt O in Fig. 1, also $x = y = 0$ entspricht $t = 0$, d. h. $\psi = 0$. Das Feldintegral von O bis zu einem Punkte x weit im Innern zwischen den Platten beträgt also nach (6):

$$\mathfrak{F}_x = \psi_x. \tag{11}$$

Für Punkt e der x-Achse ist ψ negativ, also genügend weit im Innern e^{ψ_x} eine gegen 1 kleine Zahl. Setzt man demgemäß:

$$\sqrt{t} = 1 - \frac{e^{\psi_x}}{2} \tag{12}$$

so erhält man die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{F}_x = \psi_x = -\frac{x}{a} + \frac{1}{\pi}\left\{2\lg 2 + \frac{2}{k-1}\right\} \\ = -\frac{x-b}{a} - \frac{1}{a}\left[b - \frac{a}{\pi}\left\{2\lg 2 + \frac{2}{k-1}\right\}\right]. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Wäre das Feld bis zum Rande der Platten, also bis für $x = b$ homogen und außerhalb des Randes gleich Null, so wäre das Feldintegral gleich dem ersten Gliede $-(x-b)/a$ in Gleichung (13).

Wir können also die Größe:

$$\left.\begin{aligned} \delta x = b - \frac{a}{\pi}\left\{2\lg 2 + \frac{2}{k-1}\right\} = \\ = b - a\left\{0{,}442 + \frac{0{,}637}{k-1}\right\} \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

als die Verlängerung betrachten, die man an jedem Rande des Kondensators anbringen muß, um das Feldintegral so berechnen zu können, als sei das Feld homogen bis zu dem so verschobenen Rande und gleich Null außerhalb des Randes.

Setzt man $a/b = 1{,}79$, also $k = 6{,}5$, so erhält man $\delta x = 0$.

Es dürfte sich deshalb empfehlen, möglichst die Entfernung der feldbegrenzenden Schirme so zu wählen, daß die Randkorrektion δx gleich Null wird. In Fig. 1 ist die Entfernung etwa so gewählt.

Wir gehen nunmehr zum Fall II über, daß die Plattendicke d von der Ordnung des Plattenabstandes oder größer als dieser ist. Dann möge der Schirm so angebracht sein (Fig. 2), daß auch zwischen der Endfläche PQ der Platte und dem Schirm längs einer ausreichenden Strecke das Feld als homogen betrachtet werden kann, eine Bedingung, die durch genügende Annäherung des Schirmes immer realisierbar ist. Wir können dann die Platten als unendlich dick betrachten, und den Feldverlauf wie für einen bei O rechtwinklig geknickten beiderseits unendlich langen Streifen berechnen, der in seinem nach x gerichteten Teil die

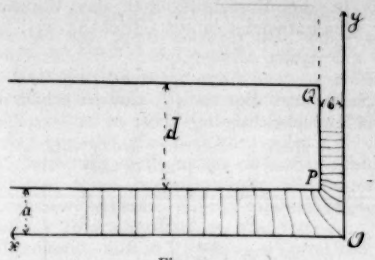


Fig. 2.

Breite a, in seinem nach y gerichteten Teil die Breite b hat.

Wir setzen ähnlich wie früher:

$$\frac{d(x+yi)}{dt} = \frac{C}{t}\sqrt{\frac{k-t}{1+t}}. \tag{15}$$

Diese Gleichung genügt dem Verlauf unseres Streifens, wenn man unter C eine positive reelle Konstante versteht, und alle imaginären Quadratwurzeln positiv, alle reellen negativ rechnet. Andere Vorzeichenwahl verlegt die Figur in die anderen Quadranten.

Man sieht leicht, daß $t = -1$ sein muß für $x = y = 0$, $t = -\infty$ für $y = +\infty$, $t = 0$ für $x = +\infty$, $t = k$ für den Punkt P [$x = b$ und $y = a$].

Den Bedingungen (3) für φ genügt man, wenn man setzt:

$$t = -e^{\psi_x - i\varphi_x}. \tag{16}$$

Das allgemeine Integral von (15) lautet:

$$\left.\begin{aligned} x + yi = C'\left[\sqrt{k}\cdot\lg\frac{u+\sqrt{k}}{u-\sqrt{k}} - \right. \\ \left. - i\lg\frac{u+i}{u-i}\right] + C'' \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

wobei zur Abkürzung:

$$u = \sqrt{\frac{k-t}{1+t}} \tag{18}$$

gesetzt ist.

Aus den angeführten Spezialwerten von t für die Eckpunkte ergeben sich die Konstanten in (17) wie folgt:

$$C' = -b/\pi \quad \sqrt{k} = a/b \quad \text{und} \quad C'' = 0,$$

also:

$$x + yi = \frac{a}{\pi}\lg\frac{u - \frac{a}{b}}{u + \frac{a}{b}} - i\frac{b}{\pi}\lg\frac{u-i}{u+i}. \tag{19}$$

Je nachdem u reell oder imaginär, verwandelt sich der zweite oder erste Logarithmus nach Gleichung (10) in die arctg-Funktion.

Für den Punkt $x = y = 0$ ist wieder $\psi = 0$; für einen Punkt in genügender Entfernung von O auf der x-Achse ist e^{ψ_x} eine kleine Zahl,

also (s. die Vorschrift über das Vorzeichen der Quadratwurzel hinter Gleichung 15):

$$u = -\frac{a}{b}\left[1 + e^{\psi\pi}\frac{b^2+a^2}{2a^2}\right]. \qquad (20)$$

Setzt man dies in (19) ein, so erhält man, unter Berücksichtigung, daß:

$$\operatorname{arc\,tg}(-b/a) = -\operatorname{arc\,tg}(b/a) = -\pi/2 + \operatorname{arc\,tg}(a/b)$$

$$\mathfrak{F}_x = \psi_x = -\frac{x-b}{a} - \frac{1}{a}\left[\frac{2b}{\pi}\operatorname{arc\,tg}\frac{a}{b} - \frac{a}{\pi}\lg\frac{4a^2}{a^2+b^2}\right]. \qquad (21)$$

Man kann auch hier wieder:

$$\delta x = \frac{1}{\pi}\left[2b\operatorname{arc\,tg}\frac{a}{b} - a\lg\frac{4a^2}{a^2+b^2}\right] \qquad (22)$$

als die Verlängerung betrachten, die man an jedem Ende der Kondensatorplatte anzubringen hat, um das Feld als homogen bis zum Plattenrande betrachten zu können.

Man erhält: $\delta x = 0$ für $a/b = 1{,}89$.

In des Verfassers Arbeit „Über die Konstitution des Elektrons“[1]) ist das Feldintegral für einen Kondensator empirisch ermittelt worden, der den Voraussetzungen der Rechnung allerdings insofern nicht ganz entspricht, als die Dicke der Platten von etwa 2 mm kleiner ist, als der Abstand $b = 2{,}75$ mm und nur etwa doppelt so groß, als der Plattenabstand $2a = 1{,}242$ mm. Das Feldintegral von der Mitte der Platten bis zum Punkt O ist dort für eine Feldstärke $E = 1$ im homogenen Teile, zu 0,809 bestimmt, während die halbe Plattenlänge 0,742 cm beträgt. Es ist also $\delta x = 0{,}809 - 0{,}742 = 0{,}067$ cm $= 0{,}67$ mm. Dagegen ergibt die Berechnung nach Gleichung (22): $\delta x = 0{,}71$ mm. Der Unterschied ist also recht geringfügig und erklärt sich leicht durch die nicht genügende Dicke der Platten.

Führt man die Rechnung in ähnlicher Weise für einen Punkt auf der y-Achse durch, so erhält man:

$$\mathfrak{F}_y = -\psi_y = -(y - a + \delta y)/b \qquad (23)$$

wobei:

$$\delta y = \frac{1}{\pi}\left[2a\operatorname{arc\,tg}\frac{b}{a} - b\lg\frac{4b^2}{a^2+b^2}\right]. \qquad (24)$$

Daraus folgt für die negative Elektrizitätsmenge, die auf einem 1 cm breiten Streifen der abgeleiteten Fläche zwischen x und y influenziert wird, oder was bei genügender Entfernung der Punkte vom Nullpunkt dasselbe ist: Für die positive Elektrizitätsmenge auf einem entsprechenden Streifen der zum Potential $\varphi = 1$ geladenen Platte der Betrag:

$$-(\mathfrak{F}_y + \mathfrak{F}_x) = \psi_y - \psi_x = (x-b)/a + (y-a)/b + \delta x/a + \delta y/b. \qquad (25)$$

1) Ann. d. Phys. (4) 19, 547, 1906.

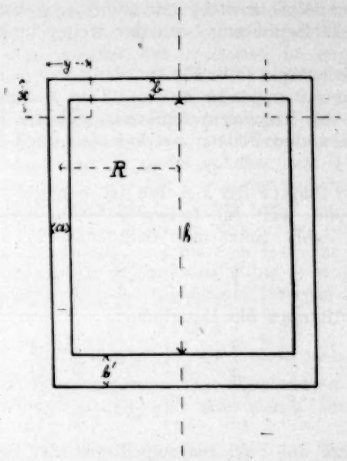


Fig. 3.

Wir können dieses Resultat benutzen, um die Kapazität eines geschlossenen Zylinderkondensators zu berechnen (Fig. 3), wenn der Abstand a klein gegen die Höhe h und den mittleren Radius R des Zylinders b wenigstens klein gegen R ist. Man kann sich dann oben und unten einen ringförmigen Rand von rechteckigem Querschnitt $x \cdot y$ abgrenzen, derart, daß x und y klein gegen R ist, und daß außerhalb dieses Ringes das Feld als homogen betrachtet werden kann. Diesen Ring denke man sich in eine gerade Linie aufgerollt, dann erhält man für seine Kapazität nach (25) den Betrag $2\pi R(\psi_y - \psi_x)$.

Man muß also zu der unter der Annahme bis zur Kante des inneren Leiters homogenen Feldes berechneten Kapazität noch hinzufügen:

$$\delta K = 2\pi R(\delta x/a + \delta y/b + \delta x'/a + \delta y'/b');$$

hierbei beziehen sich die ersten beiden Glieder auf den oberen, die letzteren beiden auf den unteren Rand.

Einfacher ist es, wenn man für jeden Rand eine Längenkorrektion δh und $\delta h'$ einführt, um die man sich die Zylinderlänge vermehrt denkt. Es ist:

$$\delta h = \delta x + \delta y \cdot a/b;\ \delta h' = \delta x' + \delta y' \cdot a/b'. \qquad (26)$$

Nach Anbringung dieser Längenkorrektionen berechne man die Kapazität so, als wäre das Feld sowohl in dem zylindrischen Ringraum, als auch zwischen den Stirnflächen bis zur Kante homogen, außerhalb aber gleich Null.

Bonn, den 23. Dezember 1906.

(Eingegangen 31. Dezember 1906.)

Zur Diskussion über den Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen.

Von J. Stark.

§ 1. Abhängigkeit der bewegten Intensität von der Schichtdicke. — B. Straßer und M. Wien[1]) haben mit negativem Erfolg nach dem Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht gesucht. Sie basierten auf dieses Resultat folgende Hypothese über den Ursprung der bewegten Intensität in der Lichtemission der Kanalstrahlen. „Nach der Hypothese von Herrn Stark bestehen die Lichtträger der Kanalstrahlen aus einem positiven Kern und einigen negativen Elektronen, die trotz der Ionisation mit dem positiven Kern verbunden bleiben. Wenn nun der Kern auf die Kathode zufliegt, so werden seine negativen Elektronen immer stärker abgestoßen, so daß sie eine Lagenänderung gegenüber ihrem Kern, der angezogen wird, erfahren. Beim Passieren der Kathode tritt eine plötzliche Kraftänderung ein; dabei erhalten die Elektronen einen Ruck, der sie zum Schwingen und Leuchten veranlassen könnte."

In der Diskussion[2]), die sich an den Vortrag des Herrn M. Wien anschloß, erklärte ich, daß ich keine Schwierigkeit hatte, den Doppler-Effekt auch in der ersten Kathodenschicht nachzuweisen. Kürzlich hat F. Paschen[3]) mitgeteilt, daß er mit einer anderen Versuchsanordnung ebenfalls den Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht nachweisen konnte. Er kommt zu folgendem Schluß. „Wenn hiernach auch bewiesen ist, daß die bewegten Kanalstrahlen-Teilchen ohne den ‚Ruck' in der Kathodenoberfläche leuchten können, so ist es doch möglich, daß ein solcher ‚Ruck' das Leuchten verstärkt. Denn in der ersten Kathodenschicht erscheint der Doppler-Streifen auffallend lichtschwach, so daß ich ihn nur bei sehr reinem Gas mit verhältnismäßig langer Exposition photographieren konnte."

Es sei mir gestattet, darauf hinzuweisen, daß der Unterschied der bewegten Intensitäten (Doppler-Streifen) in der ersten Kathodenschicht und in dem Kanalstrahlenbündel hinter der Kathode auch ohne die Hypothese von B. Straßer und M. Wien aus der Verschiedenheit der leuchtenden Schichtdicken erklärt werden kann. Es sei die Länge der leuchtenden Schicht klein im Verhältnis zu ihrer Entfernung vom Spalt. Dann ist bei Vernachlässigung der Absorption in der leuchtenden Schicht die zur Beobachtung gelangende Intensität der Spektrallinien angenähert proportional der Schichtdicke. Wenn ich ein 10 cm langes Bündel von Kanalstrahlen direkt auf den Spalt zulaufen ließ, wenn also die Schichtdicke 10 cm betrug, erhielt ich bei 3000 Volt Kathodenfall bereits nach 1—2 Stunden ein intensives Spektrogramm von dem Doppler-Effekt in der Wasserstoffserie. Wenn ich dagegen die Kanalstrahlen unter 45^0 vom Spalt fortlaufen ließ, wenn also die Schichtdicke nur 2 cm betrug, mußte ich ungefähr 6 Stunden exponieren, um ein angenähert gleich intensives Spektrogramm zu erhalten.

Es scheint, daß in Paschens Versuchen bei der Photographie des Spektrums des hinter der Kathode verlaufenden Kanalstrahlenbündels die Dicke der leuchtenden Schicht ebenfalls beträchtlich größer war, als die Dicke der leuchtenden Kanalstrahlenschicht bei deren Untersuchung. Dieser Einfluß der Schichtdicke ist noch durch einen wichtigen Unterschied der zwei Fälle vergrößert worden. Ich habe bereits auf die Abhängigkeit[1]) der bewegten Intensität von der Teilchenzahl und von der Geschwindigkeit hingewiesen. Die Verteilungen der Kanalstrahlenpartikeln auf die möglichen Geschwindigkeiten ist für die erste Kathodenschicht eine ganz andere als für das Kanalstrahlenbündel hinter der Kathode. Hier erfahren die Kanalstrahlen nach ihrem Durchgang durch die Kathode keine Zunahme der Geschwindigkeit mehr, da hier das elektrische Feld Null oder klein ist. In der ersten Kathodenschicht werden sie dagegen von dem elektrischen Feld um so mehr beschleunigt, je näher sie an die Kathode kommen; erst unmittelbar an der Kathodenoberfläche haben sie die maximale Geschwindigkeit erlangt, falls sie bis dorthin den Kathodenfall frei durchlaufen haben. Denn wie bekannt ist, wächst in der ersten Kathodenschicht die elektrische Kraft bei Annäherung an die Kathode erst langsam und unmittelbar an der Kathodenoberfläche sehr rasch. Hieraus ist leicht zu ersehen, daß die Zahl der Teilchen, welche große Geschwindigkeiten haben, bei gleicher Schichtdicke hinter der Kathode viel größer ist als in der ersten Kathodenschicht. Nun ist außerdem die bewegte Intensität für eine bestimmte Geschwindigkeit um so größer, je größer diese ist, wie ich aus verschiedenen Beobachtungen[2]) gefolgert habe. Aus der Kombination beider Momente resultiert eine Verschiedenheit der Intensitätsverteilungen im Doppler-Effekt der Kanalstrahlen vor und hinter der Kathode; auch ist aus diesem Grunde selbst bei gleicher Schichtdicke die gesamte bewegte Intensität für die Kanalstrahlen hinter der Kathode größer als für diejenigen vor der Kathode.

1) B. Straßer u. M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 744, 1906.
2) Diese Zeitschr. **7**, 747, 1906.
3) F. Paschen, diese Zeitschr. **7**, 924, 1906.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 436, 1906.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 438, 1906.

§ 2. Hypothesen über den Ursprung der bewegten Intensität der Kanalstrahlen. — Das Auftreten des Doppler-Effektes bei den Kanalstrahlen beweist, daß diese gleichzeitig eine Translationsgeschwindigkeit besitzen und Licht emittieren. Wir können zunächst den bekannten Satz über den Zusammenhang zwischen Lichtemission und Lichtdruck auf sie anwenden. Es sei c die Geschwindigkeit des Lichtes, v diejenige des Kanalstrahlenteilchens, $\mathcal{J}_0$ sei dessen Emission, die ohne die Arbeit gegen den Lichtdruck vorhanden wäre, so ist die Emission bei Leistung dieser Arbeit

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \frac{c^2}{c^2 - v^2}. \qquad (1)$$

Die in der Zeiteinheit infolge des Lichtdruckes in Strahlung verwandelte kinetische Energie des Teilchens beträgt $\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\mu v^2\right) = \mathcal{J}\frac{v^2}{c^2}$. Die Lichtstärke eines 10 cm langen Kanalstrahlenbündels in Wasserstoff bei 3 Milliampere Stromstärke und 3000 Volt Kathodenfall ist ungefähr $\frac{1}{10}$ Hefnerkerze. Hieraus kann man die Größenordnung der Abnahme der kinetischen Energie in der Zeiteinheit oder auf der Wegstrecke 10 cm berechnen. Sie ist nur ein sehr kleiner Bruchteil der anfänglichen kinetischen Energie; die Dämpfung der Translation der Kanalstrahlen infolge des Strahlungsdruckes ist also auf einer Strecke von 10 cm eine sehr geringe. Gemäß der Formel (1) ist die Zunahme der Emission der künstlich erzeugten Kanalstrahlen (Geschwindigkeiten bis zu $3 \cdot 10^8$ cm · sec^{-1}) infolge des Lichtdruckes, nämlich die Größe $\mathcal{J}_0 \frac{v^2}{c^2 - v^2}$, klein verglichen mit der Emission $\mathcal{J}_0$, die ohne die Reaktion zwischen Translation und Strahlungsdruck vorhanden wäre.

Damit diese Reaktion überhaupt stattfinden kann, muß unabhängig von ihr das Kanalstrahlenteilchen eine Emission $\mathcal{J}_0$ besitzen. Zur Erklärung der Abhängigkeit der bewegten Intensität von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen habe ich bereits früher die Hypothese [1]) vorgeschlagen, daß zwischen dem Äther und einem materiellen Teilchen, welches elektromagnetische Eigenschwingungen besitzt, bei einer Relativbewegung eine Reaktion statthat, welche sich in einer elektromagnetischen Ausstrahlung äußert. Nach dieser Hypothese ist die Emission einer Wellenlänge eine Funktion von $\frac{v^2}{c^2}$; die ausgestrahlte Energie wird durch Transformation aus der kinetischen Energie der Translation gewonnen. Über den Mechanismus dieser Transformation kann man sich folgende Vorstellung bilden. Innerhalb des Kanalstrahlenteilchens (Atomions) führen die negativen Elektronen in einer bestimmten Konfiguration zyklische Bewegungen aus. Die Translation des Elektronensystems durch den Äther bewirkt eine Deformation jener zyklischen Bewegungen der einzelnen Elektronen; so oft ein zyklisch bewegtes Elektron aus seiner normalen Bahn abgelenkt wird, leistet das System auf Kosten der translatorischen Energie Arbeit.

Man kann zur Erklärung der Abhängigkeit der bewegten Intensität von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen auch folgende Hypothese begründen. Beim Durchgang eines Kanalstrahlenteilchens (Atomions) durch die Wirkungssphäre eines anderen materiellen Teilchens erfährt die Konfiguration der negativen Elektronen des Atomions eine Deformation auf Kosten seiner kinetischen Energie; beim Auseinandergehen der zwei Teilchen verwandelt sich ein Teil der Deformationsarbeit nicht mehr zurück in kinetische Energie der Translation, sondern bleibt im Atomion in Form von Schwingungsenergie seiner negativen Elektronen zurück. Das bewegte Atomion kann nun durch die Wirkungssphäre eines anderen Teilchens in verschiedenen Abständen von dessen Zentrum hindurchgehen und demgemäß kann sich ein verschieden großer Bruchteil seiner kinetischen Energie vorübergehend in Deformationsarbeit verwandeln; im Maximum ist diese gleich der kinetischen Energie; in diesem Fall hat auch die im Atomion als Schwingungsenergie verbleibende Deformationsarbeit ihren maximalen Wert. Ein Kanalstrahlenteilchen kann also bei der gleichen Translationsgeschwindigkeit infolge des Durchganges durch die Wirkungssphäre eines Moleküles zu verschiedener Intensität der Strahlung seiner Elektronen angeregt werden; die mögliche maximale Intensität ist indes um so größer, je größer die Geschwindigkeit des Kanalstrahlenteilchens ist. Ebenso läßt sich zeigen, daß ein Kanalstrahlenteilchen beim Durchgang durch die Wirkungssphäre eines Moleküls, ohne erheblich von seiner Richtung abgelenkt zu werden, eine um so größere Deformation erfahren kann, je größer seine Geschwindigkeit ist.

Hiernach kann man sich von der Entstehung der bewegten Intensität der Kanalstrahlen folgende Vorstellung machen. Die Kanalstrahlenteilchen passieren auf ihrem Wege durch das verdünnte Gas sowohl vor wie hinter der Kathode die Wirkungssphären von zahlreichen Molekülen; bei jedem Durchgang wird die Lichtemission ihrer negativen Elektronen angefacht, zwischen den aufeinanderfolgenden Durchgängen hat ungestörte Ausstrahlung statt.

1) J. Stark, diese Zeitschr. 7, 353, 1906.

Die Intensität der hierbei erregten Schwingungen ist im Durchschnitt und im Maximum um so größer, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist. Die Quelle der bewegten Strahlungsintensität ist die kinetische Energie der Translation.

Bei der vorstehenden Hypothese ist die Verkoppelung von Strahlungsintensität und kinetischer Translationsenergie bewirkt durch eine Deformation bei der Reaktion des Kanalstrahlenteilchens auf ein anderes materielles Teilchen infolge einer Relativbewegung. Bei der vorausgehenden Hypothese ist diese Verkoppelung bewirkt durch eine Deformation bei der Reaktion des Kanalstrahlenteilchens auf den Äther infolge einer Relativbewegung.

Es mögen zum Schlusse zugunsten der zweiten Hypothese drei Tatsachen und ihre Interpretationen zusammengestellt werden.

Die innere Reibung der Gase wächst mit der Temperatur um so langsamer, je höher diese ist; dies ist für Temperaturen von -190^0 bis $+300^0$, also für mittlere molekulare Geschwindigkeiten des Stickstoffes bis zu $7{,}10^5$ $cm \cdot sec^{-1}$ festgestellt[1]) worden. W. Sutherland[2]) hat diese Erscheinung mit der Annahme erklärt, daß die freie Weglänge nicht auf Grund einer bestimmten Ausdehnung der Moleküle zu berechnen ist, sondern unter Berücksichtigung der Kräfte zwischen den Molekülen; es lenken sich diese aus ihrer Bahn gegenseitig um so weniger ab, je größer ihre Relativgeschwindigkeit ist.

Bei ungefähr 0,01 mm Druck vermögen Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff bei einer Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^8$ $cm \cdot sec^{-1}$ auf einer Strecke von mehr als 15 cm geradlinig ohne eine merkliche Zerstreuung zu verlaufen, obwohl die mittlere freie Weglänge bei jenem Druck und bei 15^0 Temperatur nur 1,3 cm beträgt. Ich hatte bei meinen Untersuchungen oft Gelegenheit, diese auffallende Erscheinung, den scharf geradlinigen Verlauf des Kanalstrahlenbündels, zu beobachten. Ihre Erklärung suchte ich schon damals in folgender Überlegung. Je größer die Geschwindigkeit eines Wasserstoffatomions (Kanalstrahlenteilchens) ist, in desto größerer Tiefe kann es die Wirkungssphäre eines in seinem Wege liegenden Wasserstoffatoms durchfliegen, ohne merklich von seiner Bahn abgelenkt zu werden. Beträchtliche Ablenkung hat nur in den wenigen Fällen statt, wo die Zusammenstöße des Kanalstrahlenteilchens mit Wasserstoffatomen nahezu zentral sind.

Die Geschwindigkeit der von radioaktiven Elementen ausgesandten materiellen α-Teilchen beträgt $1{,}3-1{,}6 \cdot 10^9$ $cm \cdot sec^{-1}$; diese α-Teilchen besitzen auch nach dem Durchfliegen einer Aluminiumfolie von 0,2 mm Dicke oder einer Luftschicht von 1 cm Dicke und atmosphärischem Druck hinsichtlich ihrer Masse ungeänderte Eigenschaften. W. H. Bragg[1]) erklärt diese Erscheinung mit der Annahme, daß ein α-Teilchen dank seiner großen Geschwindigkeit andere Atome zentral zu durchfliegen vermag.

1) S. W. Holman, Phil. Mag. **21**, 199, 1886; A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. **13**, 944, 1904.
2) W. Sutherland, Phil. Mag. **36**, 507, 1893.

1) W. H. Bragg, Jahrb. d. Rad. u. El. **2**, 4, 1905.

(Eingegangen 7. Januar 1907.)

Über Absorption und Fluoreszenz im Bandenspektrum und über ultraviolette Fluoreszenz des Benzols.

Von J. Stark.

I. Zusammenhang zwischen der Absorption im Bandenspektrum und der Fluoreszenz.

Wie die Untersuchung des Doppler-Effektes bei den Kanalstrahlen[1]) ergeben hat, ist es sicher, daß die bekannten Linienspektra der chemischen Elemente als Träger deren positive Atomionen haben, d. h. Atome, welche ein negatives Elektron oder mehrere verloren haben. Außerdem ist wahrscheinlich, daß das neutrale System positives Atomion - negatives Elektron bei der Rückbildung zum neutralen Atom ein Bandenspektrum[2]) emittiert.

Ausgehend von diesen zwei Sätzen kann man zu Folgerungen gelangen über die Spektra, welche chemischen Verbindungen eigentümlich sind. Zu den Spektren von Verbindungen sind auch die Spektra zu rechnen, welche für die zusammengesetzten Moleküle chemischer Elemente charakteristisch sind, also für die zwei- oder mehratomigen Moleküle eines Elementes. Von diesen Folgerungen[3]) sei hier die

1) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905; **7**, 249, 1906. Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **7**, 355, 1906.
3) Im Hinblick auf die heuristische Anwendung in neuen Versuchen ist die Mitteilung des Gedankenganges der Folgerungen über das Bandenspektrum vielleicht nicht ganz wertlos. Es sei zunächst angeknüpft an meine früheren Ausführungen über das Bandenspektrum der Elemente (diese Zeitschr. **7**, 355, 1906). „Das System: positives Restatom-negatives Elektron durchläuft bei seiner Rückbildung zum neutralen Atom zeitlich nacheinander verschiedene Phasen; diesen verschiedenen Phasen der Reaktion entsprechen verschiedene Teile des Bandenspektrums. Sämtliche mögliche Phasen durchläuft die Reaktion und die sie begleitende Emission des Bandenspektrums dann, wenn ein freies Atomion mit einem freien Elektron zur Wiedervereinigung zusammentritt. Nur die letzten Phasen werden dann durchlaufen, wenn die Trennung zwischen dem positiven Restatom und einem negativen Elektron nicht vollständig war, sondern nur bis zu der mittleren Phase führte, mit welcher nach Aufhören der dissoziierenden Wirkung von außen die Wiedervereinigung beginnt." Diese Überlegung läßt sich auf Grund einer Hypothese über die gegenseitige Bindung chemischer Atome auf

nachstehende mitgeteilt und experimentell begründet.

Die Absorption des Lichtes in einem Bandenspektrum hat die Erscheinung der Fluoreszenz zur Folge, oder die Fluoreszenz ist bedingt durch eine Absorption in einem Bandenspektrum. Allen fluoreszierenden Körpern ist die Eigenschaft gemeinsam, daß ihr Absorptionsspektrum ein Bandenspektrum ist.

Der vorstehende Satz läßt sich zunächst an den bereits bekannten Fällen von Fluoreszenz prüfen. Soweit ich sehen konnte, ist er bei allen Substanzen erfüllt, von denen wir eine Fluoreszenz und das Absorptionsspektrum kennen. Er gilt unabhängig von dem Aggregatzustand der Substanz, mag diese also dampfförmig, flüssig, fest oder gelöst sein, sofern nur in allen Zuständen das Molekül erhalten ist, welches der Träger des Bandenspektrums ist. Er gilt für Moleküle, welche aus gleichartigen Atomen aufgebaut sind, wie für Moleküle, welche aus verschiedenartigen Atomen zusammengesetzt sind, mögen sie organischer oder anorganischer Natur sein. Als Beispiele chemisch verschiedenartiger Verbindungen, welche dem gleichen Gesetz der Absorption und Fluoreszenz unterstehen, seien die drei Substanzen in der nachfolgenden Tabelle angeführt; wie bekannt ist, besitzen sie Fluoreszenzvermögen.

---

die Emission des Bandenspektrums einer Verbindung ausdehnen. Es werde nämlich die Bindung eines chemischen Atoms A_1 an ein anderes A_2 hergestellt durch ein negatives Elektron, welches dem Atom A_1 angehört. Wird dann dieses bindende negative Elektron durch irgendeine deformierende Einwirkung von außen aus seiner normalen Lage fortgezogen, sei es bis zum partiellen oder totalen Austritt aus der normalen Konfiguration, so wird es nach dem Aufhören der deformierenden Einwirkung wieder in seine normale Lage zurückkehren, sich „wiedervereinigen", hierbei führt es in bezug auf A_1 und A_2 Schwingungen aus, in welchen es zusammen mit anderen Elektronen von A_1 die durch die Einwirkung von außen geschaffene potentielle Energie das Bandenspektrum der Verbindung $A_1 - A_2$, ausstrahlt; dessen spektrale Lage und Struktur kann dadurch sekundär beeinflußt sein, daß mit A_1 oder A_2 noch andere Atome verkoppelt sind. Die einzelnen Phasen der Reaktion, welche die Verschiebung des negativen Elektrons oder die Bindungsänderung im System $A_3 - A_1 - A_2 - A_4$ darstellt, entsprechen den einzelnen Teilen des emittierten Bandenspektrums.

Als Spezialfall der eben allgemein charakterisierten Emission des Bandenspektrums erscheint die Fluoreszenz; die spezielle Einwirkung von außen, welche eine Verschiebung eines bindenden negativen Elektrons oder eine Bindungsänderung im Molekül veranlaßt, ist hier die Resonanz des bindenden Elektrons und der mit ihm sekundär verkoppelten Elektronen auf die Schwingungen einfallender Lichtwellen, die synchron oder angenähert synchron mit den Elektronenschwingungen erfolgen. Hierbei können wir wieder zwischen drei Einzelfällen unterscheiden. Erstens kann die Reaktion der Verschiebung eines Elektrons durch Absorption von Licht in einem Bandenspektrum am einzelnen chemischen Atom eines Elementes erfolgen; wir erhalten dann durch die Fluoreszenz das Bandenspektrum der einzelnen Atome des Elementes. Zweitens kann jene Reaktion der Bindungsänderung in einem mehratomigen Molekül des Elementes erfolgen; wir erhalten dann durch die Fluoreszenz ein Bandenspektrum des mehratomigen Moleküls eines Elementes. Endlich kann die Bindungsänderung infolge von Lichtabsorption in einem aus verschiedenartigen chemischen Atomen aufgebauten Molekül erfolgen; das Bandenspektrum der Absorption und Fluoreszenz ist dann charakteristisch für die Konstitution des Moleküls.

Die Absorption des Lichtes in einem Bandenspektrum veranlaßt nach dem Vorstehenden eine chemische Reaktion (Bindungsänderung) unter Aufnahme von Energie; die Fluoreszenz wird veranlaßt durch eine chemische Reaktion (Bindungsänderung) unter Energieabgabe. Träger der Bandenabsorption und der Fluoreszenz sind die einzelnen Phasen dieser Reaktion; sowohl die in der Banden-Absorption wie die in der Fluoreszenz begriffenen Moleküle einer Substanz befinden sich chemisch in einem anderen Zustand als die übrigen Moleküle, welche keine Lichtenergie aufgenommen haben; die Zahl jener Moleküle mag freilich nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Zahl der Moleküle sein.

Endlich ist auf den Zusammenhang zwischen der Fluoreszenz und dem lichtelektrischen Effekt hinzuweisen, nämlich der Erscheinung, daß unter dem Einfluß von Licht ein Körper freie negative Elektronen aussendet. Wenn die Verschiebung, welche ein negatives Elektron unter dem Einfluß der Lichtabsorption an seiner Bindungsstelle im Atom oder Molekül erfährt, so groß ist, daß es mit einer gewissen Geschwindigkeit aus der Wirkungssphäre der Bindung tritt, so haben wir ein freies negatives Elektron; bei seiner Rückkehr in das Atom oder Molekül hat Fluoreszenz statt. Demnach muß der lichtelektrische Effekt in einem beliebigen Körper, einem Metall oder einer chemischen Verbindung, notwendig mit Fluoreszenz verbunden sein. Indes ist nicht notwendig jede Absorption und Fluoreszenz in einem Bandenspektrum mit dem Auftreten des lichtelektrischen Effektes in einer ihr proportionalen Stärke verbunden; denn die Bindungsänderung eines negativen Elektrons in bezug auf sein Atom kann erfolgen, ohne daß es aus der Wirkungssphäre der Bindung im Atom oder Molekül tritt.

Der lichtelektrische Effekt ist nach der vorstehenden Auffassung eine Erscheinung, welche sich an dem einzelnen „lichtempfindlichen ein- oder mehratomigen Molekül" eines Körpers abspielt; er ist demnach in den verschiedenen Aggregatzuständen des Körpers möglich, sofern nur in den verschiedenen Zuständen das Molekül dieselbe Struktur hat. In der Regel beobachtet man den lichtelektrischen Effekt an der Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers gegen ein Gas, da dieses das Austreten der frei werdenden negativen Elektronen um so mehr erleichtert, je verdünnter es ist. Primär ist indes der lichtelektrische Effekt ebenso wie die Absorption des Lichtes im Volumen des absorbierenden Körpers vorhanden. Und führen wir diesen unter Erhaltung seines „lichtempfindlichen" Moleküls in den gasförmigen Zustand über, so tritt uns nun der lichtelektrische Effekt in seiner primären Form entgegen, nämlich als Ionisierung (Schaffung positiver und negativer Ionen) des Licht absorbierenden Gasvolumens.

G. C. Schmidt (Wied. Ann. **64**, 708, 1898) kommt zwar in einer Untersuchung über die Beziehung zwischen Fluoreszenz und Aktinoelektrizität zu folgendem negativen Resultat: „1. Aus den an flüssigen Lösungen angestellten Messungen geht hervor, daß Ionisation und Fluoreszenz nicht in einem unmittelbaren Zusammenhang mit der lichtelektrischen Empfindlichkeit stehen. 2. Auch bei einheitlichen festen Körpern und festen Lösungen gehen Fluoreszenz und aktinoelektrische Empfindlichkeit nicht parallel." Indes scheint mir doch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß unter anderen Versuchsbedingungen und vor allem anderen Substanzen (Benzol, Naphthalin, Anthrazen usw.) der oben gefolgerte Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und lichtelektrischem Effekt experimentell sich nachweisen läßt.

Tabelle I.

Substanz	Chem. Molekül	Absorptionsspektrum
Joddampf . . .	J_2	Zahlreiche Banden im sichtbaren Spektrum.
Uranylnitrat in Wasser	$UO_2(NO_3)_2$	Zehn Banden von 486—369 $\mu\mu$.
Anthrazen in Alkohol	$C_{14}H_{10}$	Bänder bei 380, 360, 343 und 328 $\mu\mu$.

Der Satz über den Zusammenhang zwischen Absorption und Fluoreszenz läßt sich weiter als heuristisches Prinzip zur Aufsuchung neuer Fälle von Fluoreszenz benutzen. Wie wir wissen, kommt die Banden-Absorption nicht bloß im sichtbaren, sondern auch im ultraroten und ultravioletten Spektrum vor; demgemäß ist zu folgern, daß es auch eine unsichtbare Fluoreszenz im Ultrarot und Ultraviolett gibt. Es ist die Aufgabe zu lösen, eine empfindliche Methode für den Nachweis ultraroter Fluoreszenz zu finden und zu untersuchen, ob beispielsweise Wasser und Kohlensäure, wenn sie in ihrem ultraroten Bandenspektrum Licht absorbieren, gleichzeitig ultrarot fluoreszieren. Eine Methode zum Nachweis ultravioletter Fluoreszenz ist weiter unten beschrieben. Diese Methode habe ich zunächst auf Benzol in alkoholischer Lösung angewendet. Denn sowohl von dampfförmigem wie von gelöstem Benzol ist bekannt, daß es im Ultraviolett zwischen 271 und 233 $\mu\mu$ sieben Absorptionsbänder besitzt. Die Wahl von Benzol empfahl sich deswegen, weil es in der organischen Chemie als Stammsubstanz einer ungemein großen Anzahl von Derivaten eine ausgezeichnete Stellung einnimmt und weil von Hartley eine umfangreiche systematische Untersuchung der Absorptionsspektra des Benzols und vieler seiner Abkömmlinge vorliegt.

Es hat sich nun in der Tat bestätigt, daß Benzol im Ultraviolett Fluoreszenzvermögen besitzt. Der einfache Benzolring ist also der Träger eines Bandenspektrums in Absorption und der Träger einer diese begleitenden Fluoreszenz. Wie die Banden-Absorption, so wird auch die Fluoreszenz des Benzolringes durch fortschreitende Kondensation von kleineren nach größeren Wellenlängen verschoben. Dies zeigt die nachstehende Tabelle; die Angaben über die Fluoreszenz von Naphthalin und Anthrazen sind in ihr einer Arbeit von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) entnommen.

Analog läßt sich durch Beispiele zeigen, daß durch die Einführung von O, N oder S für C in den Benzolring und durch die Substitution für H die spektrale Lage und Intensität der Banden-Absorption analog wie die

1) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **56**, 18, 1895.

Tabelle II.

Substanz	Konstitution	Absorptionsbanden	Fluoreszenzfarbe
Benzol in Alkohol		261—254—249—244 $\mu\mu$	ultraviolett
Naphthalindampf		285—272—263—255 $\mu\mu$	sehr schwach violett
Anthrazendampf		380—360—343—328 $\mu\mu$	intensiv blau

Lage und Intensität der Fluoreszenz verändert wird. Die Frage nach den Beziehungen zwischen der Fluoreszenz und der chemischen Konstitution reduziert sich darum wenigstens für die Benzolderivate auf die Frage nach dem Zusammenhang zwischen ihren Absorptionsbanden und ihrer chemischen Konstitution. Ferner liegt auf der Hand, daß bei der Erklärung der Banden-Absorption deren Verkoppelung mit der Fluoreszenz zu berücksichtigen ist.

Erinnert sei hier an die Folgerungen, zu welchen vor mehreren Jahren R. Meyer[1]) hinsichtlich des Zusammenhanges zwischen Fluoreszenz und Konstitution gelangt ist. Nach ihm ist die Fluoreszenz vieler organischer Verbindungen auf die Anwesenheit ganz bestimmter, meist ringförmiger, „fluorophorer" Atomgruppen im Molekül der fluoreszierenden Körper zurückzuführen. „Solche Fluorophore sind der in den Xanthon- und Fluoran-Derivaten enthaltene Pyronring, der Azin- und Thiazolring, der im Anthrazen und Akridin enthaltene Atomring usw. Die Fluoreszenz erscheint aber im allgemeinen nur, wenn der Fluorophor zwischen andere, dichtere Atomkomplexe, insbesondere zwischen Benzolkerne gelagert ist."

II. Methode zum Nachweis der ultravioletten Fluoreszenz, angewendet auf Benzol.

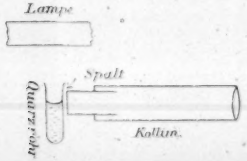
Um den Nachweis der vermutlichen ultraroten oder ultravioletten Fluoreszenz einer Substanz zu erleichtern, hat man für eine möglichst große Intensität der Fluoreszenz in dem absorbierenden und emittierenden Volumen zu sorgen. Ein wesentliches Moment ist hierbei die Verdünnung der fluoreszierenden Substanz. Bei großer Konzentration derselben ist es erstens nicht möglich, die erregenden Wellenlängen durch die Oberfläche in die Substanz einzuführen, da infolge des großen Absorptionsindex dieser Wellenlängen ihre Reflexion sehr

1) R. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chemie **24**, 468, 1897. Chem. Ber. **31**, 510, 1898; **36**, 2967, 1903.

groß ist; zweitens wird die eindringende Intensität dieser Wellenlängen schon auf einer sehr kurzen Strecke vollständig absorbiert, so daß nur eine äußerst dünne Schicht der Substanz zur Fluoreszenz erregt werden kann. Auf der anderen Seite ist es bei großer Verdünnung zwar möglich, die erregenden Wellenlängen in großer Intensität durch die Oberfläche in die Substanz einzuführen; indes verteilt sich nun die Absorption des erregenden Lichtes auf eine lange Wegstrecke in der Substanz; wie die Absorption, ist darum nunmehr auch die aus ihr resultierende Fluoreszenz pro Volumeneinheit schwach. Es gibt deshalb ein Optimum von Konzentration, bei welchem auf einer Wegstrecke von einigen Millimetern die Fluoreszenz am intensivsten und darum am leichtesten zu beobachten ist. Es ist Sache des Probierens, diese günstigste Konzentration auszufindig zu machen.

Das Prinzip der nachstehenden Methode ist folgendes. Als Quelle des erregenden Lichtes wird ein leuchtender Dampf benutzt, der ein Linienspektrum besitzt; die Linien sollen von 200 $\mu\mu$ bis 500 $\mu\mu$ ziemlich gleichmäßig in nicht zu kleinen und nicht zu großen Abständen über das Spektrum verteilt sein. In genügender Weise wird diese Forderung von der neuen Quecksilberlampe aus Quarzglas von W. C. Heraeus (Hanau) erfüllt; sie liefert in jenem Bereich des Spektrums eine mäßige Anzahl von intensiven Linien und brennt viele Stunden lang ohne Bedienung mit konstanter großer Intensität. Das aus einzelnen Linien zusammengesetzte Licht läßt man in vertikaler Richtung in die auf Fluoreszenz zu untersuchende Substanz fallen. In horizontaler Richtung läßt man das vermutete Fluoreszenzlicht von der Eintrittsstelle des erregenden Lichtes in einen Spektralapparat treten. Zeigt dieser außer den Wellenlängen des erregenden Lichtes auch noch andere Wellenlängen im Spektrum an, so ist damit der Nachweis geführt, daß die untersuchte Substanz Fluoreszenzvermögen besitzt.

Die in der vorliegenden Untersuchung benutzte spezielle Versuchsanordnung ist aus der Figur ersichtlich. Als Spektralapparat wurde ein kleiner Quarzspektrograph von Fueß (Quarzlinsen von 150 mm Brennweite für die *D*-Linie, 1 Cornu-Prisma, gekrümmte Kassette)



benutzt. Unmittelbar vor seinen vertikalen Spalt wurde ein Reagenzrohr aus Quarzglas von W. C. Heraeus (durchlässig bis $\lambda = 185\ \mu\mu$) gestellt. In dieses war die Benzollösung gefüllt und zwar so hoch, daß die flüssige Oberfläche gerade auf gleicher Höhe mit der Spaltmitte sich befand. In etwa 8 cm Abstand darüber war das Rohr des neuen Modells der *Hg*-Lampe von W. C. Heraeus gestellt, so daß also die von dieser emittierten Wellenlängen vertikal nach unten in die Benzollösung fallen konnten. Hinter dem Reagenzrohr war zur Abblendung von Licht ein schwarzer Schirm aufgestellt. Die Lampe wurde nur mit 3,2 Ampere $\times$ 50 Volt belastet. Die Expositionszeiten variierten für diese Belastung von 10 bis 60 Minuten; bei stärkerer Belastung, also größerer Lichtintensität wäre die Expositionszeit natürlich kürzer gewesen.

Die erhaltenen Spektrogramme zeigen folgendes Aussehen. Die eine Hälfte bildet ja die obere, die andere die untere Spalthälfte in den verschiedenen Wellenlängen ab. Die obere Spalthälfte erscheint in allen stärkeren *Hg*-Linien; diese setzen sich in die untere Spalthälfte fort, indes sind sie hier nicht so stark, außerdem fehlt die Fortsetzung der äußersten ultravioletten Linien, welche bekanntlich von Benzol absorbiert werden. Außer den *Hg*-Linien erscheint nun in der unteren Spalthälfte bei geeigneter Verdünnung der Benzollösung ein kontinuierlicher Streifen im Spektrum, das Spektrum der Fluoreszenz des Benzols. Am intensivsten ist dieser Streifen an seiner oberen Kante, also in der Mitte des Spaltbildes, beim Vordringen in die untere Spalthälfte nimmt die Intensität ab. Die wahrnehmbare Höhe dieses Streifens hängt ab von der Verdünnung der Benzollösung; je größer diese ist, desto höher ist auch der Fluoreszenzstreifen, desto weniger intensiv ist dann aber auch die Schwärzung in ihm. Dies läßt die nachstehende Tabelle erkennen.

Tabelle III.

Konzentration	Höhe d. Fluor.-Streif.	Spektraler Bereich	Intensitätsverteilung
0,05 %	4 mm	313—270 $\mu\mu$	Maxima bei 283 u. 272 $\mu\mu$
0,16 „	1,5 „	313—270 „	Maximum b. 272 $\mu\mu$
0,50 „	0,5 „	316—272 „	Anfang und Ende unscharf, Mitte gleichmäß. intens.
100 „	nicht sichtbar	—	—

Die vorstehenden Resultate wurden mit käuflichem als thiophenfrei bezeichnetem Benzol gewonnen. Herr Prof. R. Meyer war so gütig mir reines von Kahlbaum (Berlin) bezogenes Benzol zur Verfügung zu stellen. Die-

ses lieferte das gleiche Fluoreszenzspektrum; die Aufnahme wurde mit etwas weiterem Spalt an einer alkoholischen Lösung von 0,05 Proz. gemacht. Das erhaltene Spektrogramm läßt deutlich vier nach Rot laufende Fluoreszenzbanden erkennen; ihre Kanten haben die Wellenlängen 272—280—283—292 $\mu\mu$. Das Fluoreszenzspektrum des Benzols ist demnach ebenso wie sein Absorptionsspektrum ein Bandenspektrum.

Nach Hartley und Dobbie[1]) zeigt eine alkoholische Benzollösung in dicker Schicht ein Band bei 271—268$\mu\mu$, bei dünner Schicht sieben Bänder von 271—233$\mu\mu$. Erwähnt sei noch, daß die Absorptionsbanden des Benzols ebenso wie seine Fluoreszenzbanden in der Richtung von kürzeren nach längeren Wellen an Intensität abnehmen. In der gleichen Richtung laufen alle mir bekannten Absorptionsbanden, mit denen bei anderen Substanzen Fluoreszenz verkoppelt ist. Besondere Aufmerksamkeit verdient daran die Frage, ob die Fluoreszenz auch bei solchen Absorptionsbanden nachweisbar ist, welche in umgekehrter Richtung abschattiert sind.

Der Quarzspektrograph, den ich in der vorstehenden Untersuchung benutzte, ist mir von Herrn Dr. H. Hauswaldt (Magdeburg) zur Verfügung gestellt worden; ich möchte ihm dafür auch an dieser Stelle meinen besten Dank zum Ausdruck bringen.

1) W. N. Hartley u. J. J. Dobbie, Trans. chem. soc. **73**, 695—697, 1898.

(Eingegangen 7. Januar 1907.)

Über selektive Reflexion und anomale Dispersion.

Von Wm. W. Coblentz.

Bekanntlich sind Absorption, Reflexion und Refraktion eng miteinander verknüpft. Die die Beziehung zwischen Refraktions- und Absorptionsindex und Reflexionsvermögen ausdrückende Formel hat die bekannte Form

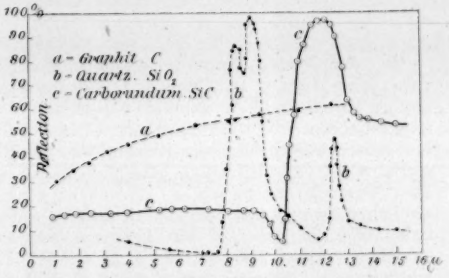
$$R = \frac{(n-1)^2 + H^2}{(n+1)^2 + H^2}.$$

Bei der sogenannten normalen Dispersion verlangt die Theorie eine Abnahme des Brechungsindex mit zunehmender Wellenlänge. Hierbei ist der Absorptionsindex k zu vernachlässigen und nimmt das Reflexionsvermögen mit zunehmender Wellenlänge ab. Andererseits nimmt in dem Bereich eines Absorptionsstreifens der Absorptionsindex große Werte an und erhalten wir die sogenannte anomale Dispersion.

In diesem Falle nimmt der Brechungsindex auf der nach den kurzen Wellenlängen zu gelegenen Seite enorm ab, während er auf der Seite der langen Wellenlängen abnorm zunimmt. Die Reflexionskurve, die nunmehr eine Funktion des Brechungsindex und des Auslöschungskoeffizienten ist, fällt daher auf der Seite der kurzen Wellenlängen abnorm ab und steigt auf der der langen Wellenlängen abnorm an.

Im sichtbaren Spektrum sind die besten den Verlauf von Absorptions- und Brechungsindex veranschaulichenden Versuchskurven von Pflüger, Wood und anderen gefunden worden; im allgemeinen sind Beobachtungen durch den Mittelpunkt des Absorptionsstreifens hindurch möglich gewesen.

Im Ultrarot ist das Problem verwickelter und müssen wir uns mit weniger genauen Messungen begnügen. Bei Substanzen wie Glas, Quarz usw., die geschmolzen und zu dünnen Films ausgeblasen werden können, würde es möglich sein, den Absorptionsindex durch bloße Untersuchung des Absorptionsspektrums zu bestimmen. Das Reflexionsvermögen läßt sich aus einem ebenen Stück derselben Substanz bestimmen; hieraus kann man durch Einsetzen in die obige Formel den Brechungsindex abschätzen. Das Reflexionsspektrum gibt uns gewöhnlich einen qualitativen Begriff von der Dispersion; die Brechungskurve ist leicht verschoben. Die im folgenden gegebene Kurve veranschaulicht recht gut diesen Umstand. Soweit dem Verfasser bekannt, ist dies ja das beste bisher im Ultrarot gefundene Beispiel, sogar soweit das ganze Spektrum überhaupt bisher untersucht worden ist. Von Interesse dürfte es sein, das Verhalten weiter im Ultrarot zu untersuchen.



In der Figur ist Kurve a das Reflexionsspektrum eines Stückes sibirischen Graphits von starkem Glanz. Kurve b veranschaulicht das Reflexionsvermögen von Quarz. Der Schnitt verlief senkrecht zur optischen Achse. Die Kurve zeigt gerade vor dem Absorptionsstreifen ein niedriges Reflexionsvermögen und unmittelbar dahinter ein hohes Reflexionsver-

mögen. Der scharfe Streifen bei 12,5 μ ist bisher noch nicht beschrieben worden. Er ist so scharf, daß er wohl eine Linie genannt werden könnte und würde für Arbeiten mit dem Interferometer eine vorzügliche Lichtquelle abgeben. Das Ergebnis einer chemischen Vereinigung von Graphit und Quarz — wobei die unter dem Namen Carborundum (Siliciumcarbid; SiC) bekannte Verbindung gebildet wird — ist in Kurve c veranschaulicht. Der Kristall war künstlich, kam aus einem Carborundumofen und war natürlich stark geschliffen.

Die Reflektionskurve zeichnet sich durch ihre Intensitätsveränderungen aus. Die selektiven Reflexionsstreifen von Quarz bei 8,5 und 9,03 μ kommen, was die Intensität anbelangt, an zweiter Stelle. Die Reflexionskurve gibt uns einen qualitativen Begriff von der Dispersion des Minerals. Auffallig ist, daß die Reflexionskurve von einem ziemlich konstanten Werte bei 9 μ auf einen sehr niedrigen Wert bei 10 μ sinkt, während sie hinter 13 μ abnorm hoch bleibt. Genau dasselbe ist aber bei der Brechungskurve in der Gegend anomaler Dispersion festgestellt worden, und zur Veranschaulichung dieses Umstandes ist die Carborundumkurve, soweit dem Verfasser bekannt ist, das beste bisher beschriebene Beispiel.

Bureau of Standards, Washington, D. C. November 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 16. Dezember 1906.)

Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Fr. Drepper.

In der letzten Nummer dieser Zeitschrift vom Jahre 1906[1]) hat Herr Elias eine vorläufige Mitteilung über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation innerhalb von Absorptionsstreifen der Erbiumlösung publiziert. Dies veranlaßt mich, gleichfalls vorläufig über Versuche zu berichten, die ich zu einem ähnlichen Zwecke seit einiger Zeit unternommen habe, und die sich auf die Farbstofflösungen beziehen, deren Herr Elias a. a. O. bei Erwähnung der Arbeiten von Schmauß, Bates, Wood und Siertsema ebenfalls gedenkt.

Da nämlich die Messungen von Schmauß, Bates[2]) und Wood[3]) angezweifelt worden sind, und es nicht einleuchtet, daß die von Bates genannte Fehlerquelle zur Erklärung der Schmaußschen Resultate ausreicht[1]), so habe ich unter möglichster Vermeidung von Fehlerquellen das Schmaußsche Verfahren an den von Schmauß selbst benutzten Farbstoffen nachgeprüft.

Über das Meßverfahren im einzelnen werde ich später ausführlich berichten. Es zeigt sich, daß bei nicht allzu schmalen Absorptionsstreifen das Meßverfahren von Schmauß sehr wohl brauchbare Resultate liefert, allein daß in den Grenzen der erreichbaren Genauigkeit keine Anomalien der Drehung innerhalb des Absorptionsstreifens nachgewiesen werden können, und daß daher in dieser Beziehung die Kritik Bates' zu recht besteht. Die von diesem bemerkte Fehlerquelle reicht dagegen nicht aus zur Erklärung der Anomalien in den Kurven von Schmauß.

Zwei Beispiele mögen den Charakter der erhaltenen Kurven illustrieren. In Fig. 1, a ist

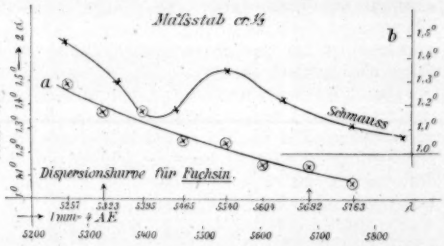


Fig. 1.

die Dispersionskurve einer alkoholischen Fuchsinlösung (Konzentration: 0,0000122 Gewichtsteile Fuchsin in 1 Gewichtsteil Lösung) in einer Deckglaszelle von 0,56 cm Dicke bei einer Feldstärke von ca. 5000 C.G.S.-Einheiten wiedergegeben. Die Ordinaten sind doppelte Drehungen in 0,01° als Einheit. Jede Messung ist das Mittel aus 6 bis 8 Einzelmessungen, die unter sich bis auf 3 bis 4 Hundertel Grad übereinstimmen. Unter b findet man zum Vergleich die Kurve von Schmauß eingetragen, die auf dieselben Einheiten gebracht ist, soweit dieses möglich war. Die Grenzen des Absorptionsstreifens sind durch Pfeile gekennzeichnet.

In Fig. 2, a, b, c sind dieselben Daten für Eosinlösung (Konzentr. 0,00003 auf 1 Gew. Lös.) sowie das Lösungsmittel („absoluten" Alkohol) gegeben. Die zweite Kurve ist dabei gegen die erste verschoben. Aus beiden Kurven erkennt man, daß ein anomaler Gang der Drehung nicht nachgewiesen werden kann.

Dies Ergebnis ist u. a. von Interesse, weil dadurch — wenn sich die Resultate von Herrn

1) Diese Zeitschr. **7**, 931, 1906.
2) F. Bates, Ann. d. Phys. **12**, 1080, 1091, 1903.
3) R. W. Wood, diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.

1) Man vergl. auch L. H. Siertsema, Comm. Phys. Lab. Leiden Nr. 91, 1904.

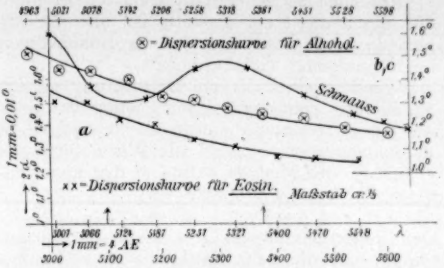


Fig. 2.

Elias auch an den anderen Absorptionsstreifen der seltenen Erden bestätigen sollten — die einzigen Beispiele wegfallen würden, die bisher zugunsten der Theorie der Molekularströme [1]) sprachen, nämlich die Beispiele, bei denen die Anomalie der Drehung auf beiden Seiten des Absorptionsstreifens verschiedenes Vorzeichen hat.

Die Untersuchung habe ich unternommen im physikalischen Institut der Universität Münster auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Konen.

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, II. Aufl., Leipzig, 1906, S. 413, 431.

Münster, den 18. Dezember 1906.

(Eingegangen 21. Dezember 1906.)

Zur Thermodynamik des Entstehens inhomogener Gemische.

Von Emil Bose.

Eine vollständige Formel zur Berechnung von der Wärmetönung bei der Bildung eines Flüssigkeitsgemisches ist bekanntlich zuerst von Nernst abgeleitet worden. Sie setzt wie bekannt die Dampfdrucke der reinen zu mischenden Substanzen und die Partialdrucke derselben über dem Gemische in Beziehung zu der auftretenden Wärmetönung.

Die Anwendung dieser Nernstschen Formel ist nun einer erheblichen Verallgemeinerung fähig, denn die Ableitung derselben enthält keinerlei notwendige Voraussetzung über den Zustand des entstehenden Gemisches, außer daß dasselbe wie die ursprünglichen Komponenten sich nicht mehr im Gaszustande befindlich sein soll. Das Kondensat kann demnach, so dürfen wir verallgemeinern, ebensowohl eine feste Lösung als ein flüssiges Gemisch sein, es kann eine chemische Bindung der Komponenten aneinander eintreten, insbesondere kann es aber auch aus mehreren im Gleichgewicht befindlichen Phasen bestehen, da durch den Gleichgewichtszustand ja auch die Partialdrucke der Komponenten im homogenen Gemisch wohl definiert sind. Diese bisher meines Wissens noch nicht ausgesprochene verallgemeinerte Auffassung der Nernstschen Formel ist nun verschiedener Anwendung fähig.

Betrachten wir die Mischung von x Grammmolekülen der Substanz a mit $1-x$ Grammmolekülen der Substanz b bei der absoluten Temperatur T, sind ferner p_a und p_b die Dampfdrucke der reinen Substanzen bei dieser Temperatur, p_a' und p_b' die Partialdrucke des Gemisches, so lautet die Nernstsche Gleichung

$$Q_{(x,\,1-x,\,T)} = -RT^2 \frac{d}{dT}\left\{x \ln \frac{p_a}{p_a'} + (1-x) \ln \frac{p_b}{p_b'}\right\}.$$

Nehmen wir nun z. B. das Mischungsdiagramm des Substanzpaares a, b, also etwa zweier partiell mischbarer Flüssigkeiten nach umstehender Skizze 1 an (die Form der Grenzkurve tut nichts zur Sache), und bestimmen bei einem gegebenen Werte von T die Wärmetönungen für zwei verschiedene Mischungsverhältnisse x und $1-x$ bezüglich x' und $1-x'$, so entstehen in beiden Fällen inhomogene Gemenge aus zwei flüssigen Phasen, und nur die Mengen der beiden Phasen sind in beiden Fällen verschieden.

Die Partialdrucke der Komponenten sind für beide Phasen, und demnach auch bei beiden betreffenden Mischungsverhältnissen die gleichen (vgl. den Verlauf der Partialdrucke nach Skizze 2). Wir erhalten demnach die beiden Gleichungen

(1a) $$Q_{(x,\,1-x,\,T)} = -RT^2 \frac{d}{dT}\left\{x \ln \frac{p_a}{p_a'} + (1-x) \ln \frac{p_b}{p_b'}\right\}$$

und

(1b) $$Q_{(x',\,1-x',\,T)} = -RT^2 \frac{d}{dT}\left\{x' \ln \frac{p_a}{p_a'} + (1-x') \ln \frac{p_b}{p_b'}\right\}.$$

Bezeichnen wir zur Abkürzung $Q_{(x,\,1-x,\,T)}$ mit Q, $Q_{(x',\,1-x',\,T)}$ mit Q', $\ln \frac{p_a}{p_a'}$ mit φ_a, $\ln \frac{p_b}{p_b'}$ mit φ_b, so folgt aus obigen Gleichungen

$$\frac{d\varphi_b}{dT} = \frac{1}{RT^2} \cdot \frac{xQ' - x'Q}{x' - x}$$

und analog

$$\frac{d\varphi_a}{dT} = \frac{1}{RT^2} \cdot \frac{(1-x)Q' - (1-x')Q}{x - x'}.$$

Die Werte von $\frac{d\varphi_a}{dT}$ und $\frac{d\varphi_b}{dT}$ werden, wie die Formel sofort zu übersehen gestattet, dann am genauesten bestimmt, wenn man die Punkte x und x' möglichst weit voneinander wählt, am besten also möglichst nahe den Punkten I und II in Skizze 1.

Ist für die reinen Substanzen die Dampfdruckkurve sehr genau bekannt, wie z. B. für

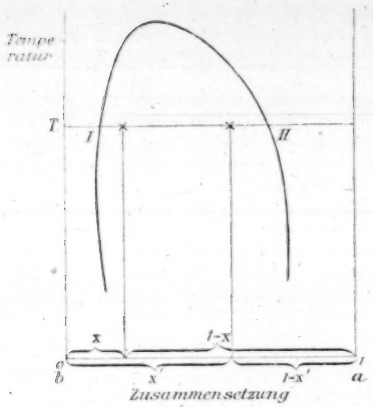


Fig. 1.

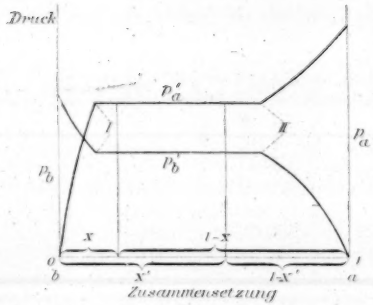


Fig. 2.

Wasser, so geben die Gleichungen weiterhin die Werte für

$$\frac{d\ln p_a'}{dT} \text{ und } \frac{d\ln p_b'}{dT}.$$

Bestimmt man die Wärmetönungen für mehrere verschiedene Temperaturen, so erhält man den Verlauf von $\frac{d\ln p_a'}{dT}$ und $\frac{d\ln p_b'}{dT}$, und durch graphische Integration und unter Hinzuziehung der für eine bestimmte Temperatur zu messenden Partialdrucke p_a' und p_b' gelingt es, die Partialdrucke einzeln als Funktion der Temperatur zu erhalten.

Ganz analog gestaltet sich die Sache, wenn wir statt zweier begrenzt mischbarer Flüssigkeiten etwa die Bildung eines kristallwasserhaltigen Salzes neben seiner gesättigten Lösung aus reinem Wasser und wasserfreiem Salz betrachten, wobei wir schon eine Vergesellschaftung des gewöhnlichen Lösungsvorganges, der im Grenzfall rein physikalischer Natur sein kann, mit dem anderen Extrem eines rein chemischen Vorganges haben.

Erheblich einfacher wird die Sache, sobald die Mischbarkeit nur einseitig ist, also die unveränderte eine Komponente als Bodenkörper im inhomogenen Gemisch dient.

Wenden wir z. B. die Betrachtung an auf die Bildung einer gesättigten Lösung von Substanz b im Substanz a mit überschüssigem b als Bodenkörper, so sind die Wärmetönungen Q und Q' den Mengen x und x' der angewendeten Substanz a proportional.

$$Q = xq, \qquad Q' = x'q.$$

Der Proportionalitätsfaktor q stellt die Wärmetönung dar, die beim Sättigen von 1 Grammmolekül des Lösungsmittels a mit der zweiten Substanz b stattfindet. Man erhält also an Stelle von (1a) und (1b)

$$xq = -RT^2\left\{x\frac{d\varphi_a}{dT} + (1-x)\frac{d\varphi_b}{dT}\right\},$$

$$x'q = -RT^2\left\{x'\frac{d\varphi_a}{dT} + (1-x')\frac{d\varphi_b}{dT}\right\}.$$

Erweitert man die erste Gleichung mit x', die zweite mit x und subtrahiert, so ergibt sich

$$0 = -RT^2\left\{(1-x)x' - (1-x')x\right\}\frac{d\varphi_b}{dT}$$

und damit

$$\frac{d\varphi_b}{dT} = 0,$$

was in der Tat in diesem einfachen Spezialfall allgemein der Fall sein muß, da hier für jeden Wert von T

$$p_b' = p_b$$

wird, wodurch $\varphi_b = 1$ unabhängig von T sich ergibt.

Berechnet man in analoger Weise $\frac{d\varphi_1}{dT}$, so erhält man eine Gleichung für die Bildungswärme gesättigter Lösungen mit festem (oder nur einseitig löslichem, aber nicht merklich als Lösungsmittel fungierendem flüssigen Bodenkörper)

$$q = -RT^2\frac{d}{dT}\ln\frac{p_a}{p_a'}.$$

Da die Messung der Dampfdrucke gesättigter Lösungen als Funktion der Temperatur sich praktisch verhältnismäßig einfach gestaltet, sei es mittels des Differentialtensimeters oder auf andere Weise, so dürfte gerade dieser Teil der hier angestellten Überlegungen ziemlich leicht einer experimentellen Prüfung zugänglich sein.

Natürlich gelten die vorliegenden Betrachtungen mutatis mutandis auch für den Fall der stufenweisen Wasserabspaltung aus kristallwasserhaltigen Salzen, für welche schon nach van't Hoff die ja auch auf anderem Wege leicht abzuleitende Formel

$$q = -RT^2\frac{d}{dT}\ln\frac{p_a}{p_a'}$$

gilt und geprüft ist.

Hier kann man stets das nächst niedere Hydrat, resp. im einfachsten Fall eben das wasserfreie Salz als eine Komponente betrachten und es gibt natürlich stets ein Bereich des Mischungsverhältnisses $x : 1-x$, innerhalb welches die beiden festen Phasen des Gemisches die gleichen sind und in welchem also die Dampfdrucke des Lösungsmittels unabhängig von x sind.

Als extremer, aber trivialer Grenzfall kann der betrachtet werden, daß beide Schnittpunkte der Mischungskurve mit der betrachteten Temperaturgeraden (Skizze 1) extrem weit auseinander rücken. Dann kommen wir zum Fall der völligen gegenseitigen Unlöslichkeit, wo die Mischung nur dadurch charakterisiert ist, daß beide Komponenten als Phasen des Gemisches eine gemeinsame Dampfphase besitzen. In diesem mehr trivialen als paradoxen Grenzfalle erweist sich die Nernstsche Gleichung ohne Rechnung als erfüllt, da die Partialdrucke p_a' und p_b' gerade gleich p_a und p_b werden, wodurch auch Q, wie notwendig, für alle Mischungsverhältnisse gleich Null sich ergibt.

Erwähnt sei noch, daß, da bekanntlich die Duhem-Margulessche Differentialgleichung

$$\frac{d \ln p_a'}{d \ln x} = \frac{d \ln p_b'}{d \ln (1-x)}$$

in einfacher Weise mit der Nernstschen Gleichung für die Mischungswärme zusammenhängt, auch diese für inhomogene Systeme gilt. In dem letzterwähnten Trivialfall sowie überhaupt allgemein innerhalb aller Gleichgewichtsgebiete mit zwei kondensierten Phasen führt die Gleichung in der Tat sofort zur Identität $0 = 0$.

(Eingegangen 27. Dezember 1906.)

Die Temperaturstrahlung des Joddampfes.

Von C. Fredenhagen.

Auf Grund seiner Untersuchungen über die Temperaturstrahlung der Kohlensäure und des Wasserdampfes war Paschen zu dem Resultat gelangt, daß Banden-Emissionsspektra infolge reiner Temperaturstrahlung entstehen könnten.[1]) Ich habe nun vor kurzem darauf hingewiesen[2]), daß die Paschenschen Versuche nicht unbedingt zu diesem Schlusse berechtigen, weil bei ihnen die zum Ausschluß von Lumineszenzstrahlung notwendige Bedingung nicht erfüllt ist, daß nämlich die ausstrahlende Gasmenge eine homogene Temperatur besitzt.

Um die Berechtigung dieses Einwandes zu prüfen, mußte experimentell entschieden werden, ob das Vorhandensein von Temperaturdifferenzen in der ausstrahlenden Gasmenge das Spektrum des Gases unverändert läßt, oder ob es das Auftreten von Banden herbeiführen kann. Die Untersuchungen wurden an Joddampf ausgeführt, der sich hierfür besonders eignet, weil er einerseits schon bei relativ niedrigen Temperaturen ein deutliches Emissionsspektrum gibt, und weil er andererseits innerhalb des in Frage kommenden Temperaturgebietes von 500 bis ca. 1400° seine Farbe von dunkelviolett bis zur Farblosigkeit ändert, so daß man Temperaturinhomogenitäten in dem Joddampf an dem Vorhandensein von Farbkontrasten erkennen kann.

Die Temperaturstrahlung des Joddampfes ist in neuester Zeit von L. Puccianti[1]) und von R. W. Wood[2]) untersucht worden. Beide Forscher erhitzten Joddampf in Quarzrohren mit einem Gebläse, wobei der Dampf an der von dem Gebläse getroffenen Stelle des Quarzrohres zum intensiven Glühen gelangte, während er an den anderen Teilen des Rohres nur relativ schwach erwärmt wurde. Die Beobachtung des glühenden Teiles des Dampfes ergab ein deutliches Bandenspektrum. Da aber bei diesen Versuchen die Temperaturhomogenität des strahlenden Joddampfes nicht entfernt gewahrt ist, so gilt gegen sie der gleiche Einwand, den ich gegen die Versuche von Paschen erhoben habe, d. h. es bleibt möglich, daß man bei Temperaturhomogenität des strahlenden Joddampfes zu einem kontinuierlichen Emissionsspektrum gelangen würde, das alsdann als das wahre Temperaturemissionsspektrum des Joddampfes anzusprechen wäre, während die durch Temperaturinhomogenität hervorgerufenen Banden sich auf Lumineszenzerscheinungen zurückführen lassen müßten.

Um Temperaturhomogenität des strahlenden Joddampfes zu erreichen, bediente ich mich eines elektrischen Ofens und erhitzte den Joddampf in einem Quarzrohr von 0,7 cm Durchmesser und 24 cm Länge mit einem angeblasenen zylindrischen Kölbchen von 3 cm Länge und 2 cm Durchmesser. Das Quarzrohr war mit einigen Jodstückchen beschickt und evakuiert. Der elektrische Ofen war 30 cm lang bei einer inneren Weite von 6,5 cm. Das Quarzrohr ragte etwa 10 cm aus dem Ofen heraus und war hier von einem innen sorgfältig geschwärzten Eisenkasten umgeben, der zugleich den Ofen nach dieser Seite hin abschloß. Beim Anheizen des Ofens destillierte das Jod in den von dem Eisenkasten umgebenen kälteren Teile des Rohres. Wurde der Eisenkasten durch einen Bunsenbrenner erhitzt, so war offenbar der in

1) Wied. Ann. **50**, 409, 1893; **51**, 1, 1894; **52**, 209, 1894.
2) Ann. d. Phys. **20**, 133, 1906.

1) Atti. d. re. acc. d. Linc. **5** (14), 84, 1905.
2) Phil. Mag. **6** (12), 329, 1906.

dem Quarzrohr bestehende Joddampfdruck durch die in dem Eisenkasten herrschende Temperatur bestimmt, die an einem Thermometer abgelesen werden konnte. Es ist ersichtlich, daß auf diese Weise die Untersuchungen sehr bequem bei verschiedenen Dampfdrucken ausgeführt werden konnten.

Auf der anderen Seite des Ofens wurden Blenden eingeführt, um falsches Licht abzublenden. Hierzu diente besonders ein innen geschwärztes Eisenrohr von 12 mm innerer Weite und 20 cm Länge, das vor den Spalt des Spektroskops gesetzt wurde. Durch Kontrollversuche wurde festgestellt, daß der glühende Ofen ohne Quarzrohr oder mit Quarzrohr ohne Joddampf nur eine geringe Aufhellung des Gesichtsfeldes ergab, die die intensive Eigenstrahlung des Joddampfes nicht merklich beeinflussen konnte. Die Temperatur des Joddampfes wurde bis etwa 1250° gesteigert, und Beobachtungen bei verschiedenen Dichten ausgeführt. Das Resultat war in allen Fällen ein völlig kontinuierliches Spektrum ohne jede Andeutung eines Bandencharakters.

Hiernach war es sehr wahrscheinlich, daß die von Puccianti und Wood beobachtete Bandenemission in der Tat auf Temperaturinhomogenitäten in dem emittierenden Dampf zurückzuführen ist. Alsdann aber mußte sich die Intensität der Bandenemission mit der Größe der Temperaturinhomogenitäten in dem emittierenden Joddampf steigern lassen. Zu diesem Zwecke wurden folgende Versuche ausgeführt.

Ein unten zugeschmolzenes Quarzrohr wurde mit einigen Jodstückchen beschickt und in senkrechter Stellung mit einem Gebläse oder einem Bunsenbrenner von unten erhitzt. Alsdann steigen die erhitzten Joddämpfe als schwach gefärbter Dampf nach oben, kühlen sich ab und sinken als dunkler Dampf wieder nach unten. Man beobachtet also in dem Rohr ein dauerndes starkes Wallen der Dämpfe, und die spektralanalytische Beobachtung ergibt eine ausgesprochene Bandenemission. Wirft man von oben einige Jodstückchen in das glühende Rohr, so wird das Wallen der Joddämpfe sehr verstärkt. Gleichzeitig wird offenbar die Gesamttemperatur des Joddampfes etwas herabgesetzt, trotzdem aber vermeint man in diesem Augenblick ein intensiveres Auftreten der Banden konstatieren zu können. Es mag bemerkt werden, daß sich dieser Versuch auch mit Hilfe eines Rohres aus Jenenser Verbrennungsröhrenglas mit ausreichender Deutlichkeit zeigen läßt.

Bei der eben beschriebenen Anordnung, deren sich übrigens Puccianti bei seinen vorhin erwähnten Versuchen bedient hat, herrschen bezüglich der Temperatur und der Dichte des emittierenden Joddampfes recht undefinierte und schwankende Verhältnisse. Um konstantere Bedingungen zu haben, verfuhr ich in folgender Weise. Ein evakuiertes, mit einigen Jodstückchen beschicktes, außen 9 und innen 7,5 mm starkes und 10 cm langes Quarzrohr wurde mit seinem unteren Ende in eine Heizflüssigkeit (Glyzerin) getaucht, während das obere Ende durch ein Gebläse erhitzt werden konnte. Die Temperatur der Heizflüssigkeit bestimmte somit den Dampfdruck des Joddampfes in dem Versuchsrohr. Der Spalt des Spektroskops war von derselben Seite gegen das Quarzrohr gerichtet, von der die Gebläseflamme gegen das Rohr schlug. Man beobachtet alsdann ein deutliches Bandenspektrum, dessen Intensität mit der Temperatur zunimmt.

Beobachtet man nun das Quarzrohr in einer Richtung senkrecht zu der, in der es von der Flamme getroffen wird, so bemerkt man, daß auf der der Flamme zugekehrten Seite glühender ungefärbter, auf der Rückseite aber dunkelvioletter und demnach relativ kalter Joddampf vorhanden ist. Nach diesen sofort in die Augen fallenden Farbkontrasten an der Vorder- und der Rückseite des Quarzrohres müssen in dem emittierenden Joddampf sehr beträchtliche Temperaturdifferenzen vorhanden sein. Wenn man annimmt, daß man mit einem intensiven Gebläse auf der Vorderseite des Quarzrohres eine Temperatur von etwa 1200—1300° erreicht, und die Temperatur auf der Rückseite aus der Farbe des Joddampfes auf etwa 600—700° schätzt, so kommt man zu dem Resultat, daß in dem Joddampf ein Temperaturgefälle von etwa 500—700° auf einer Strecke von 7,5 mm vorhanden ist.

Über dieses Temperaturgefälle von vorn nach hinten lagert sich nun noch ein zweites, das von oben nach unten gerichtet ist, und das dadurch zustande kommt, daß auf der vorderen Seite die heißer werdenden Dämpfe nach oben steigen, und auf der Rückseite die kälter werdenden Dämpfe herabsinken. Die hierdurch entstehenden Strömungen bewirken, daß das Temperaturgefälle von der Vorder- zur Rückseite nicht linear verläuft, sondern in nächster Nähe der erhitzten Vorderwand am größten ist, so daß wir hier mit einem Temperaturgefälle von vielleicht 150 bis 200° pro mm zu rechnen haben. Dies wird auch durch den Augenschein bestätigt, da der Joddampf nur in einer Schichtdicke von wenigen Millimetern zum intensiven Glühen gelangt.

Um ein noch stärkeres Temperaturgefälle im Joddampf zu erzielen, als bei diesem Versuche vorhanden war, wurde eine Stelle eines Quarzrohres intensiv geglüht und Joddampf von einer Seite des Rohres auf die andere destilliert. Obwohl der Joddampf bei einigermaßen großer

Destillationsgeschwindigkeit lange nicht die Temperatur erreichen kann, die bei dem vorigen Versuche erzielt wurde, ergibt sich trotzdem ein noch intensiveres Hervortreten der Banden. Ich habe dann noch eine Reihe von anderen Versuchen ausgeführt, die an anderer Stelle mitgeteilt werden sollen. Sie führten alle zu dem Resultat, daß eine Bandenemission nur dann vorhanden war, wenn der emittierende Joddampf hinreichend große Temperaturinhomogenitäten aufwies.

Es scheint mir somit aus diesen Versuchen einwandfrei hervorzugehen, daß das Hervortreten der Banden in dem Emissionsspektrum des Joddampfes mit dem Vorhandensein von Temperaturdifferenzen in dem emittierenden Dampf Hand in Hand geht, so daß mit dem Verschwinden der Temperaturdifferenzen zugleich auch die Banden verschwinden. Die Emissionsursache der Banden muß also an Verhältnisse geknüpft sein, die in Joddampf von inhomogener Temperatur andere sind, wie in Joddampf von homogener Temperatur. Diese verschiedenen Verhältnisse liegen aber darin, daß bei homogener Temperatur in der ganzen Gasmenge ein gleichförmiger, bei inhomogener Temperatur dagegen ein ungleichförmiger Dissoziationszustand besteht. Im ersteren Falle stellt der emittierende Joddampf somit ein in sich im Gleichgewicht befindliches System dar, während er im zweiten Falle einem System entspricht, in dem kein inneres Gleichgewicht vorhanden ist, und das somit nach dem zweiten Hauptsatze das Bestreben hat, unter Vergrösserung seiner Entropie in ein in sich im Gleichgewicht befindliches System überzugehen. Wenn man nun von dem allgemeinen Gesichtspunkte ausgeht, daß eine selektive gegenüber einer kontinuierlichen Strahlung eine geringere Entropie besitzt, so ist es nicht unwahrscheinlich, daß Systeme mit inhomogener Temperatur ein selektives Spektrum geben, weil sie eben unter Zunahme ihrer Entropie in Systeme von homogener Temperatur übergehen, während sie nach errichteter Temperaturhomogenität, d. h. bei vorhandenem inneren Gleichgewicht nur zu kontinuierlicher Strahlung fähig sind.

Berücksichtigt man weiter, daß das Absorptions- und das Emissionsspektrum des Joddampfes einander reziprok sind[1]), und daß der Bandencharakter des Absorptionsspektrums, wie H. Konen[2]) gefunden hat und wie ich bestätigen konnte, mit steigender Temperatur d. h. mit zunehmender Dissoziation der Jodmoleküle abnimmt, so scheint mir hieraus in Verbindung mit den letzten Darlegungen zu folgern, daß das Auftreten der Absorptions- bzw. Emissionsbanden beim Joddampf fest verknüpft ist mit einem Zerfall von Jodmolekülen bezw. mit einer Wiedervereinigung freier Jodatome.

Einer Verallgemeinerung dieses an Joddampf gefundenen Resultates steht, soweit ich sehe, nichts im Wege, und wir würden somit zu den allgemeinen Sätzen gelangen:

1. Zu selektiver Emission ist nur ein System imstande, das sich nicht im Gleichgewicht befindet (z. B. Joddampf von inhomogenem Dissoziationsgrad).

2. Ein in sich in Gleichgewicht befindliches System kann nur kontinuierliche Strahlung abgeben (z. B. Joddampf von homogener Temperatur).

3. Eine selektive Absorption ist stets von einer Gleichgewichtsstörung im absorbierenden System begleitet (z. B. von einer Dissoziation von Jodmolekülen bei der selektiven Absorption des Joddampfes).

4. Einer kontinuierlichen Absorption entspricht keine Gleichgewichtsstörung, sondern nur eine Erhöhung der Temperatur des absorbierenden Systems.

Daß diese Sätze nicht mit dem Kirchhoffschen Gesetze im Widerspruch stehen, habe ich schon an anderer Stelle dargelegt.[1])

Leipzig, theoret.-physik. Institut, 15. Dezember 1906.

1) l. c.

(Eingegangen 17. Dezember 1906.)

1) L. Puccianti, l. c.
2) Wied. Ann. **65**, 279, 1898.

Bemerkungen zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes.

(Entgegnung auf die Kritik des Herrn Ehrenfest.)

Von J. H. Jeans.

Herr Ehrenfest[1]) kritisiert abermals meine Bemerkungen über die Möglichkeit, das Wiensche Verschiebungsgesetz allein aus Betrachtungen dimensionaler Art herzuleiten.

Seine Kritik betrifft folgenden Satz meiner ursprünglichen Veröffentlichung[2]):

„Demnach ist $\frac{3}{2} c_1$ gleich $\frac{c^2}{V^2}$, einer Größe, die hinlänglich klein ist, um vernachlässigt werden zu können. Geht man zur Grenze über, indem man c_1 gleich Null setzt, so kann die Funktion $f(c_1, c_2)$ entweder einem bestimmten Grenzwert $f(0, c_2)$ zustreben oder nicht. Einstweilen wollen wir annehmen, daß ein solcher Grenzwert existiere."

1) Diese Zeitschr. **7**, 850, 1906.
2) Proc. Roy. Soc. London **76**, 549, 1905.

Es ist natürlich klar, daß der letzte Teil dieses Satzes im Zusammenhang mit dem ersten gelesen werden muß. Ich habe nicht als allgemeingültigen algebraischen Satz die Annahme aufgestellt, daß irgendeine Funktion $f(c_1, c_2)$ den Grenzwert $f(0, c_2)$ annimmt, wenn man $c_1 = 0$ setzt! Folglich ist auch die Annahme des Herrn Ehrenfest, die er B' nennt, nicht identisch mit meiner Annahme, die er B nennt. Meine Annahme sollte sich nur auf meine eigene Funktion beziehen, nicht auf Funktionen im allgemeinen, folglich auch nicht auf die von Herrn Ehrenfest aufgestellte Funktion.

Wenn Herr Ehrenfest weiter die Frage nach der tatsächlichen physikalischen Bedeutung der Hypothese stellt, daß das Verhältnis $\frac{c_2}{l^2}$ bei dem in Rede stehenden Problem vernachlässigt werden könne, so scheint die Frage zwar interessant, doch ist sie augenscheinlich viel zu verwickelt, um hier behandelt zu werden.

Princeton, 11. Dezember 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. Dezember 1906.)

Erzeugung schwingender Flammen mittels Luftübertragung.[1])

Von Karl Marbe.

Durch Untersuchungen mit den Königschen Flammen veranlaßt, stellte ich mir die Frage, ob es nicht möglich sei, Schwingungen direkt durch die Luft nachweislich auf Flammen zu übertragen, ohne dabei besondere Einrichtungen nach Art der Versuche mit sogenannten singenden Flammen zu benützen. Ich ließ daher Leuchtgas durch einen kleinen Brenner von ca. 0,5 mm Durchmesser ausströmen und brachte die ca. 40 mm hohe Flamme zwischen die Zinken einer Stimmgabel von 50 Schwingungen, wobei die Achse der Flamme zu der durch die Zinken bestimmten Horizontalebene senkrecht stand. Gleichzeitig beobachtete ich den über die Zinken hinausragenden Teil der Flamme im rotierenden Spiegel. Dabei zeigten sich Kurven von gleichem Charakter, wie diejenigen, welche Königsche Flammen im rotierenden Spiegel erzeugen. Dann wurde das gleiche Experiment mit Gabeln von 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700 und 800 Schwingungen wiederholt. Immer gab der Spiegel die erwarteten Kurven. Darauf sang ich einige Klänge möglichst nahe an der Flamme, aber doch so, daß diese durch den Hauch meines Mundes nicht in sichtbare Bewegungen geriet. Auch jetzt zeigte der rotierende Spiegel die erwarteten Kurven.

Ich untersuchte nun solche Flammen mit Hilfe der von mir früher[1]) beschriebenen Rußmethode. Die Schwingungszahlen wurden also (jetzt natürlich ohne Verwendung der Königschen Einrichtung) auf einem Papierstreifen wiedergegeben. Als Gas diente Acetylen. Zur Aufzeichnung der Zeit benützte ich eine zweite Flamme, die in der früher geschilderten Weise mit einem Telephon und dem städtischen Wechselstrom nach dem Königschen Prinzip verbunden war. Meine Untersuchungen bezogen sich auf alle 9 oben genannten Gabeln und ich erhielt sehr leicht abzählbare Rußringe. Figur 1 und 2 der Tafel I zeigen Teile der Schwingungsbilder der beiden Gabeln, deren Schwingungszahlen am meisten auseinanderlagen. Hiermit dürfte der Beweis erbracht sein, daß nachweislich Schwingungen unmittelbar durch die Luft auf Flammen übertragen werden können.

Einige weitere Versuche bezogen sich auf Dochtflammen und zwar auf eine Petroleum- und eine Terpentinflamme. Hier wurde nicht, wie dies bei den Versuchen mit Acetylen der Fall war, die Flamme durch den Papierstreifen geschnitten, sondern der Papierstreifen ca. 15 mm über der ungefähren Flammenspitze hinweggezogen. Ich lasse in Figur 3 und 4 zwei Bilder, die mit einer Petroleum- und einer Terpentinflamme gewonnen wurden, folgen. Sie zeigen, daß sich die Schwingungen der Flammen in der aufsteigenden Rußsäule ziemlich intensiv fortpflanzen.

Bei Verwendung Königscher Flammen übertragen wir Schwingungen auf eine Membran, welche die Ausflußgeschwindigkeit eines Gases periodisch beeinflußt. Die Form der so zum Schwingen gebrachten Flammen gibt, wie bekannt, nicht einmal die Form der Membranschwingungen, geschweige denn die der ursprünglichen Schwingungen genau wieder. Unsere hier erörterten Flammen dürften jedoch ein relativ vollkommenes Bild der Form der erregenden Schwingungen darstellen. Sie werden daher u. a. auch bei der Untersuchung der Klangfarben der Musikinstrumente und der menschlichen Stimme eine nützliche Verwendung finden können. In der Figur 5b, die, wie auch die folgenden Bilder, wieder mit Acetylengas gewonnen wurde, lasse ich das Rußbild eines von mir gesungenen Klanges von 100 Schwingungen (des Vokals a) und vorher (Fig. 5a) das einer Gabel von 100 Schwingungen folgen. Das Klangbild des Vokals zeigt hier deutlich die Kurvenmaxima. Die Striche unter bezw.

1) Aus dem Psychologischen Institut der Akademie in Frankfurt a/M.

1) Diese Zeitschrift 7, 543 ff., 1906.

über den Ringen bedeuten die Abstände der von der zeitregistrierenden Telephonflamme erzeugten Rußbilder.

Wenn nun Flammen ein so empfindliches Reagens auf Schwingungen sind, so müssen sich auch Schwingungen einer Flamme direkt durch die Luft auf eine andere Flamme nachweislich übertragen lassen. Diese Tatsache konnte mit Hilfe der Rußmethode leicht bewiesen werden. Ich verband einen Brenner *a* in der alten Weise nach dem Königschen Prinzip mit einer Telephonmembran, die an den städtischen Wechselstrom angeschlossen war und stellte in gleicher Höhe einen Brenner *b* auf, so daß die Öffnungen beider Brenner 9 mm voneinander entfernt waren. Zwischen dem Brenner *a* und dem Brenner *b* befand sich keinerlei feste Verbindung außer dem Fußboden. Während nun das Telephon an den Wechselstrom angeschlossen war, das Gas des Telephonbrenners jedoch nicht brannte, ließ ich die Flamme *b* auf einen Papierstreifen schreiben. Dabei erhielt ich ein graues Band, das fast keine Ringe zeigte.

Einzelne Ringe in diesem Streifen hingen, wie ich mich überzeugte, nicht mit dem kaum hörbaren Telephongeräusch zusammen, sondern mit anderen unvermeidlichen Geräuschen, insbesondere mit dem des Apparates, welcher den Papierstreifen abwickelte. Schon bei Gelegenheit meiner ersten Arbeit hatte ich bisweilen Ringe wahrgenommen, deren Ursache mir damals unerklärlich war und die ich als Störungen unbekannter Art ansah. Den naheliegenden Schluß, daß diese Ringe sich infolge direkter Übertragung von Schallwellen auf die Flamme einstellten, hatte ich damals nicht gezogen.

Dann entzündete ich gleichzeitig die Brenner *a* und *b*, wobei die Flamme des letzteren ein Bild zeigte, von dem unsere Figur 6a ein Stück wiedergibt. Dann wurde der Brenner *b* 20 mm von dem Brenner *a* entfernt. Das jetzt gewonnene Resultat wird durch Figur 6b versinnbildlicht. Die verschiedene Entfernung der Ringe in den beiden Bildern der Figur 6 ist natürlich durch verschiedene Geschwindigkeit des Papiers in den beiden Versuchen hervorgerufen. Als beide Brenner 45 mm voneinander entfernt waren, konnte ich keine Einwirkung der Telephonflamme auf die des Brenners *b* mehr feststellen. Soviel betrug auch die ungefähre Entfernung der Flammen bei den übrigen Versuchen der vorliegenden und bei den Versuchen der ersten Arbeit, in denen zwei Flammen zur Verwendung kamen.

Diese Versuche dürften den Beweis erbringen, daß sich Schwingungen einer Flamme direkt durch die Luft nachweislich auf eine andere Flamme übertragen können.

(Eingegangen 24. Dezember 1906.)

Selbsttätiger Unterbrecher.

Bemerkung zur Mitteilung des Herrn Ries.[1])

Von Pierluigi Perotti.

In dem am 1. Dezember 1906 erschienenen Hefte dieser Zeitschrift finde ich eine Mitteilung des Herrn Chr. Ries unter der Überschrift: „Selbsttätiger Unterbrecher". Dieser Unterbrecher besteht aus einem kleinen Kohlestäbchen *A*, welches quer über zwei kleine Kohlestäbchen *B* und *C* gelegt ist. Der Verfasser verbindet das Stäbchen *B* mit dem einen und das Stäbchen *C* mit dem anderen Pole eines Akkumulators (etwa 8 Volt), in dessen Stromkreis die Primärspule eines Funkeninduktors eingeschaltet ist. Unter diesen Verhältnissen sieht man an den Stellen, wo das Stäbchen *A* die Stäbchen *B* und *C* berührt, eine lebhafte Leuchterscheinung, man hört einen Ton, und zwischen den Elektroden der Sekundärspule gehen Funken in rascher Folge über.

Der Riessche Unterbrecher ist ein ziemlich unempfindliches Hughessches Mikrophon. Die erste ganz bekannte und grobe Form, welche Hughes seinem Mikrophon gab, unterscheidet sich nämlich von dem Riesschen Unterbrecher nur dadurch, daß bei ihr die Stäbchen *A*, *B* und *C* aus Eisen statt aus Kohle sind.

Dies vorausgeschickt, halte ich es für angebracht, zu bemerken, daß ich bereits am 29. Dezember 1905 der Reale Accademia dei Lincei eine Mitteilung unter dem Titel „Nuovo interruttore microfonico di un rocchetto d'induzione" („Ein neuer mikrophonischer Unterbrecher für Induktoren") vorgelegt habe. In dieser Mitteilung habe ich neben verschiedenen anderen auch die obengenannten von Herrn Ries beobachteten Erscheinungen beschrieben, Erscheinungen, die ich bei Versuchen mit der allbekannten klassischen Form des Hughesschen Mikrophones erhalten habe, die ziemlich viel empfindlicher ist als die erste. Ich habe dann weiter in der Nachmittagssitzung vom 30. April 1906 der Società Italiana di Fisica eine Mitteilung über diesen meinen mikrophonischen Unterbrecher gemacht. Es ist auch im Mai-Juniheft von „Il Nuovo Cimento" auf Seite 292 zu lesen: „Herr Prof. Pierl. Perotti teilt zur Kenntnisnahme mit, daß ein Hughessches Mikrophon als schneller Unterbrecher wirken kann, wenn es in den Primärkreis eines Induktors ohne Kondensator eingeschaltet wird, durch den ein Gleichstrom von hinreichender Intensität fließt".

Es steht sonach fest, daß ich viel früher als Herr Ries gefunden habe, daß ein Hughes-

1) Diese Zeitschrift **7**, 899, 1906.

sches Mikrophon als selbsttätiger, regelmäßig arbeitender und sehr einfacher Unterbrecher wirken kann, daß er einen nicht störenden Ton hervorbringt, daß er im Sekundärkreis eines Induktors ohne Kondensator einige Hundert Funken in der Sekunde hervorruft, und daß er sowohl wegen seines niedrigen Preises, als auch, weil er eine verhältnismäßig geringe Stromstärke zum Betriebe des genannten Induktors verlangt, überaus ökonomisch ist.

Rom, R. Liceo Umberto I,
6. Dezember 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. Dezember 1906.)

BESPRECHUNGEN.

J. R. v. Geitler, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. (Die Wissenschaft. Heft 6.) 8. VIII u. 154 S. mit 86 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1905. M. 4,50, gebunden M. 5,20

In außerordentlich geschickter, wenn auch keineswegs populärer, vielmehr stets durchaus wissenschaftlicher Darstellung hat der Verfasser es verstanden, die Lehre der elektromagnetischen Schwingungen und Wellen in einfacher und anschaulicher Weise zu entwickeln. Für den mit genügenden Vorkenntnissen ausgestatteten Leser wird die Lektüre der v. Geitlerschen Darstellung nicht nur genußreich, sondern auch wirklich fördernd sein.

E. Bose.

(Eingegangen 29. November 1906.)

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben v. R. Meyer. XV. Jahrgang. 1905. gr. 8. XII u. 595 S. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1906. M. 14,—, gebunden M. 15,— u. 16,—.

Prompt und in gewohnter Güte und Zuverlässigkeit der Berichterstattung liegt hier der Bericht über das Jahr 1905 vor, auf dessen Wert grade für die Leser unserer Zeitschrift wiederum hinzuweisen sich hier erübrigt.

E. Bose.

(Eingegangen 29. November 1906.)

R. Klimpert, Lehrbuch der Akustik. Für das Selbststudium und zum Gebrauche an Lehranstalten bearbeitet nach System Kleyer. Zweiter Band: Die verschiedenen Tonerreger. gr. 8. XVI u. 493 S. m. 465 Erklärungen und 313 Textfiguren nebst einer Sammlung von 114 gelösten und analogen ungelösten Aufgaben samt Resultaten. Bremerhaven, L. v. Vangerow. 1906. M. 10,—. Beide Bände gebunden M. 16,50.

Der erste Band des nunmehr vollständig vorliegenden Werkes ist bereits im 5. Jahrgang, Seite 559, dieser Zeitschrift besprochen worden und kann bezüglich des neu erschienenen zweiten Bandes auf das dort Gesagte zurückverwiesen werden. Das Ganze stellt ein durchaus elementares, aber gut angelegtes Lehrbuch insbesondere für das Selbststudium dar.

E. Bose.

(Eingegangen 14. Dezember 1906.)

H. Witte, Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen. gr. 8. XII u. 232 S. mit 14 Figuren u. 1 Tafel. Berlin, E. Ebering. 1906. M. 7,50.

Über den Inhalt der vorliegenden Monographie ist kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) ein ausführliches Autoreferat in Gestalt des vom Verfasser auf der Stuttgarter Naturforscherversammlung gehaltenen Vortrags erschienen, so daß sich eine eingehende Besprechung durch den Hinweis auf diesen Vortrag erübrigt. E. Bose.

1) 7, 779, 1906.

(Eingegangen 14. Dezember 1906.)

F. Streintz, Das Akkumulatorproblem. (Sammlung elektrotechnischer Vorträge, Band 9, Heft 6.) Lex. 8. 34 S. mit 6 Abbildungen. Stuttgart, F. Enke. 1906. M. 1,20.

Eine sehr geschickt abgefaßte Übersicht über die Akkumulatorentheorie insbesondere mit Nutzanwendungen auf die Frage der Brauchbarkeit der Alkali-Akkumulatoren. E. Bose.

(Eingegangen 14. Dezember 1906.)

E. Grimsehl, Ausgewählte physikalische Schülerübungen. gr. 8. III u. 42 S. mit mehreren Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. M. —,80.

Die vorliegende Monographie behandelt in erster Linie Schülerübungen aus der Optik. Grimsehls Bemühungen und Verdienste um die Ausgestaltung physikalischer Schülerübungen sind genügend bekannt, und es dürfte daher für alle Interessenten der einfache Hinweis auf das Erscheinen dieser Monographie genügen.

E. Bose.

(Eingegangen 14. Dezember 1906.)

W. Müller-Erzbach, Physikalische Aufgaben für die oberen Klassen höherer Lehranstalten und für den Selbstunterricht. 3. verbesserte und vermehrte Auflage. 8. V u. 179 S. Berlin, Julius Springer. 1906. M. 2,40.

Das in dritter Auflage erscheinende Büchlein von Müller-Erzbach enthält nicht weniger als 781 verschiedene Aufgaben aus allen erdenklichen Gebieten der Physik. Speziell auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre würde der Referent für die Fortlassung von Aufgaben plädieren, die nach dem heutigen Stande der Technik keine Bedeutung mehr haben; und dafür lieber den neueren Meßmethoden mehr Rechnung getragen sehen. Vielfach scheinen die Aufgaben mehr zum Zwecke der mathematischen als der physikalischen Übung bestimmt zu sein, was nach der Ansicht des Referenten nicht dem Zwecke des physikalischen Unterrichts entspricht. Im übrigen dürfte sich die vorliegende Aufgabensammlung als Ergänzung zu einem überwiegend experimentell angelegten Physikunterricht durchaus bewähren.

E. Bose.

(Eingegangen 14. Dezember 1906.)

G. W. Berndt u. C. Boldt, Physikalisches Praktikum. II. Teil: Elektrische Messungen. 8. XIV u. 277 S. mit 95 Textfiguren. Halle a. S., Carl Marhold. 1906. M. 3.—.

Der nunmehr vorliegende II. Teil des Buches (I. Teil vgl. diese Ztschr. **7**, 71) bringt die wichtigsten und in einem Praktikum zumeist ausgeführten elektrischen Messungen, dazu einen Anhang über Photometrie, die im I. Teil fehlt. Dieser Teil macht im Vergleich mit dem I. einen günstigeren Eindruck. Bei der Beschreibung der Versuche herrscht im allgemeinen größere Klarheit, da die eigentliche Erklärung nicht durch Hinweise auf die praktische Ausführung gestört wird. Die Versuchsbedingungen sind meist scharf hervorgehoben, ebenso ist die häufige Anleitung zu Fehlerberechnungen zu loben.

Die ausgeführten Musterbeispiele nehmen auch hier wieder einen großen Raum ein. Selbst wenn man sich — wie die Verfasser — von ihrem Wert überzeugt zu haben glaubt, so ist die Verwendung etwa eines Viertels des ganzen Buches auf sie entschieden zu reichlich.

H. Kochan.

(Eingegangen 16. November 1906.)

H. Schmidt, Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit. I. Teil: Die Aufnahme. gr. 8. VIII u. 192 S. Mit 81 Textfiguren und einer Tafel. Berlin, G. Schmidt. 1905. M. 3,60, gebunden M. 4,50.

E. König, Die Farbenphotographie. Eine gemeinverständliche Darstellung der verschiedenen Verfahren nebst Anleitung zu ihrer Ausführung. Zweite vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. 96 S. Mit einer Farbtafel, einer Tondrucktafel und zwei Figuren im Text. (Photographische Bibliothek XIX.) Berlin, G. Schmidt. 1906. M. 2,50.

S. Gottlieb, Praktische Anleitung zur Ausübung der Heliogravüre. gr. 8. 55 S. Mit 12 in den Text gedruckten Abbildungen. (Enzyklopädie der Photographie, Heft 53.) Halle a. S., W. Knapp. 1905. M. 1,50.

Schmidts photographisches Hilfsbuch wendet sich in erster Linie an den Amateur, es gibt dem Anfänger Anweisung zum Erzielen eines gut gelungenen Bildes und hilft ihm auch schwere photographische Aufgaben lösen, ohne jedoch wissenschaftliche Fragen zu berühren. Die Auswahl des Stoffes ist sehr geschickt und die Darstellung leicht faßlich. Die große Erfahrung des Verfassers auf photographischem Gebiete bürgt für sachgemäße Behandlung, so daß das Buch sich gewiß gut einführen wird.

Daß Königs trefflicher Leitfaden zur Ausführung von Farbenphotographien schon nach 2 Jahren in 2. Auflage erscheint, ist um so erfreulicher, als Verfasser in der neuen Auflage die großen Fortschritte, die in den letzten Jahren der Dreifarbendruck machte, berücksichtigt und die Ausführung von Dreifarbenkopien ausführlicher als in der ersten Auflage beschreibt. Vor allem werden des Verfassers eigene Arbeiten über Pinatypie und Pinachromie ausführlich behandelt, das Verfahren der Neuen Photographischen Gesellschaft aber wird im Vergleich hierzu etwas zu kurz abgetan.

Das dritte angekündigte Büchlein endlich ist meines Wissens die erste kurze Anleitung auf dem zum mindesten technisch sehr wichtigen Spezialgebiete der Reproduktionstechnik, der Helio- oder Photogravüre. Wenn es auch unmöglich ist, diese Kunst aus einer Anleitung zu erlernen, so hat das Buch doch nicht nur für den, der es als Hilfsbuch bei praktischer Übung benutzt, großen Wert, sondern weist den Leser, der sich auf dem ziemlich fern liegenden Gebiete nur orientieren will, darauf hin, welche Fülle von Fragen hier ihrer wissenschaftlichen Lösung noch harrt.

Riesenfeld.

(Eingegangen 20. November 1906.)

M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. gr. 8. V u. 130 S. Mit 84 Abbildungen im Text. (Aus Natur und Geisteswelt, 88. Bändchen.) Leipzig, B. G. Teubner. 1906. M. 1,—.

Verfasser gibt eine kurze, allgemein verständliche Beschreibung der gebräuchlichsten opti-

schen Instrumente, und zwar sowohl der zum objektiven Gebrauche bestimmten photographischen Objektive und Projektionssysteme, wie der zum subjektiven Gebrauche dienenden, der Brillen, Vergrößerungsgläser, Mikroskope und Teleskope. Den speziellen Kapiteln gehen zwei allgemeine Abschnitte über die in den weiteren Ausführungen benutzten Grundbegriffe und den Gebrauch des Auges beim Sehen voraus. Obwohl die Darstellung auf der modernen Anschauung über Strahlenbegrenzung basiert und Verfasser auch theoretische Auseinandersetzungen nicht scheut, z. B. die Grundlagen der Abbeschen Theorie der Bilderzeugung im Mikroskop bespricht, so gelingt es ihm doch, mit den Begriffen der Elementarmathematik auszukommen, so daß das Büchlein einem weiteren Leserkreise verständlich ist. Da die Darstellung klar und leicht faßlich scheint, so ist dieser, meines Wissens erste Versuch einer modern geschriebenen, aber dabei elementaren Darlegung der Theorie der optischen Instrumente als gelungen anzusehen. Riesenfeld.

(Eingegangen 20. November 1906.)

Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1905. Herausgegeben von J. M. Eder. 19. Jahrgang. gr. 8. VIII u. 570 S. Mit 202 Abbildungen im Texte und 29 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1905. M. 8,—.

Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1906. Herausgegeben von J. M. Eder. 20. Jahrgang. gr. 8. VIII u. 691 S. Mit 210 Abbildungen im Texte und 31 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1906. M. 8,—.

Die beiden vorliegenden Bände des Ederschen Jahrbuchs zeigen, daß dasselbe, wie es in Umfang und Einteilung den früheren Jahrgängen entspricht, so sich auch inhaltlich auf der alten Höhe gehalten hat. Auch die illustrative Ausstattung des Werkes ist zum mindesten gleich gut geblieben. Im neuesten Bande ist erfreulicherweise ein größerer Schriftsatz gewählt, wodurch die Lesbarkeit des Werkes entschieden gewonnen hat. Beide Jahrgänge enthalten neben mehreren Aufsätzen des Herausgebers wieder Originalbeiträge der bekannten Mitarbeiter Abegg, v. Hübl, Lüppo-Cramer, Pfaundler, Quincke, Schaum, Valenta u. a. Ferner enthalten aber die neuen Bände auch Aufsätze von Elster und Geitel und Wiedemann. Besonders das Referat der ersteren „Über die natürliche Radioaktivität der Atmosphäre und der Erde" und ihre „Beschreibung eines neuen lichtelektrischen Photometers zur Bestimmung der Intensität der Sonnenstrahlung" dürften allgemeines Interesse finden. Aber auch der Inhalt anderer Aufsätze reicht oft über das rein Photographische hinaus, so Wiedemanns Notiz „Zur Physik der Araber". Der wie immer sehr sorgfältig zusammengestellte und, soweit der Referent es beurteilen kann, auch vollständige Jahresbericht zeigt, um nur einiges herauszugreifen, daß die „photochischen" Eigenschaften von Metallen, Holz (Russel-Effekt) und anderen Stoffen auf die chemische Wirksamkeit von Wasserstoffsuperoxyd, Ozon usw. zurückzuführen, eine strahlende Eigenschaft der Stoffe jedoch in keinem Falle einwandfrei nachgewiesen ist. In der orthochromatischen Photographie scheinen sich die von den Höchster Farbwerken in den Handel gebrachten Sensibilatoren, Pinachrom usw. gut einzuführen, die Katatypie aber hat auch in den letzten Jahren in der photographischen Praxis keine wesentliche Anwendung gefunden. Zum Schlusse enthalten die Jahrgänge wieder eine Zusammenstellung der im laufenden Jahre für photographische Verfahren erteilten Patente. Riesenfeld.

(Eingegangen 20. November 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität in Zürich Dr. F. Adler für experimentelle und theoretische Physik, an der Universität Breslau Dr. Waldemar Fischer für physikalische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Gießen Dr. Joh. Schröder zum o. Professor der Chemie und Agrikulturchemie an der Universität Montevideo, der Privatdozent der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Karl Beck zum Kaiserlichen Regierungsrate und Mitgliede des Gesundheitsamtes in Berlin.

Berufen: Der o. Professor der darstellenden Geometrie und derzeitige Rektor an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Reinhold Müller an die Technische Hochschule Darmstadt, Prof. Dr. R. Wachsmuth in Berlin zum Dozenten für Physik und Direktor der physikalischen Abteilung des neu erbauten Instituts des physikalischen Vereins in Frankfurt a. M.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Physik an der Universität Marburg Dr. Arthur Schulze der Titel als Professor, dem Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule in Hannover Dr. Karl Rodenberg der Titel als Geheimer Regierungsrat.

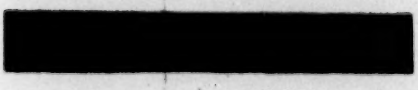
Dem Professor der Physik Dr. Henry Becquerel in Paris wurde die Helmholtz-Medaille verliehen.

Gestorben: Der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Lemberg Dr. Johann Rajewski, der em. Professor der allgemeinen und technischen Physik an der technischen Hochschule in Graz Regierungsrat Jakob Pöschl, der Direktor des meteorologischen Instituts in Kopenhagen Adam Paulsen.

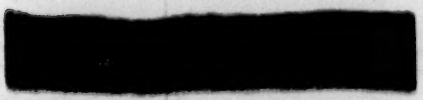
Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Figur 1.
Stimmgabelton (50 Schw.).

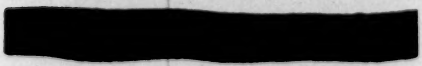
Figur 2.
Stimmgabelton (800 Schw.).



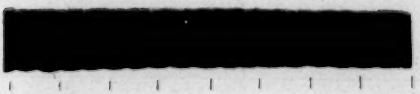
Figur 3.
Stimmgabelton (50 Schw.). Petroleumruss.



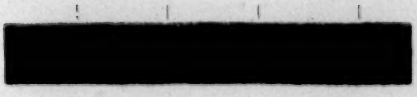
Figur 4.
Stimmgabelton (100 Schw.). Terpentinruss.



Figur 5a.
Stimmgabelton (100 Schw.).

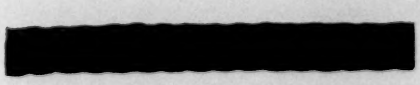


Figur 5b.
Gesungener Klang (100 Schw.).



Figur 6a.
Flamme, 8 mm von der Telephonflamme entfernt.

Figur 6b.
Flamme, 20 mm von der Telephonflamme entfernt.



Verlag von S. Hirzel-Leipzig.